Die Wasserturbinen

und Turbinenpumpen

Von

Dr.-Ing. e. h. R. Thomann

Diplom-Ingenieur und Professor an der Technischen Hochschule Graz

---

Zweiter Teil

**Zweite,
vollständig neu bearbeitete und erweiterte
Auflage**

Mit 493 Textabbildungen und 50 Tafeln.



Stuttgart
Verlag von Konrad Wittwer
1931

Druck der Stuttgarter Vereinsbuchdruckerei AG.

Vorwort.

Aus dem Vorwort zur ersten Auflage.

Das vorliegende Werk stellt im wesentlichen den Inhalt der Vorträge des Verfassers über Wasserkraftmaschinen dar; es setzt die Kenntnisse aus der Mathematik und der Technischen Mechanik einschließlich der Hydraulik voraus, welche die Studierenden sich aneignen sollen, bevor sie die eigentlichen maschinentechnischen Hauptfächer hören.

Vom Ingenieur wird verlangt, daß er nicht nur gut und zuverlässig, sondern auch rasch arbeitet. Dazu gehört vor allem, daß er sein Spezialgebiet vollständig übersieht, daß sich z. B. der Turbineningenieur sofort ein Bild darüber machen kann, welchen Verlauf Leistung, Wirkungsgrad usw. nehmen, wenn die Umdrehungszahl oder das Gefälle der Turbine sich ändert. Zu einer Schulung in dem angedeuteten Sinne eignen sich die graphischen Methoden, deren Diagramme sich bei einiger Übung sehr leicht im Kopf einprägen, in hervorragendem Maße; sie wurden deshalb, wo immer möglich, zur Darstellung und zur Berechnung herangezogen.

Das Bestreben, die Turbine immer für sich, d. h. unabhängig von einem ihr gerade zur Verfügung stehenden Gefälle zu beurteilen und die Notwendigkeit, die Frage der Wiederbenützung etwa vorhandener Modelle rasch entscheiden zu müssen, brachten mich schon während der Tätigkeit in der Industrie darauf, so viel wie möglich mit den sogenannten »spezifischen Geschwindigkeiten« zu rechnen. Wenn auch deren weitgehende Benützung für manchen Leser zunächst eine kleine Schwierigkeit bedeuten mag, so werden sich doch die meisten bei näherer Prüfung rasch damit befreunden. Einer Anregung aus dem Kreise der Fachkollegen Folge gebend, wurden die wirklichen Geschwindigkeiten von den spezifischen durch anderen Druck unterschieden [1].

Vorwort zur zweiten Auflage des ersten Teils.

Zu den Gedanken, die infolge des rascheren Pulsschlages der letzten Jahre früher zur Reife gelangten, als dies wohl sonst der Fall gewesen wäre, gehört auch die Erkenntnis, daß es heute kaum mehr möglich ist, die Studierenden in allen wichtigen Hauptfächern gleichmäßig auszubilden. Zu starke Vernachlässigung wichtiger neuer Gebiete der Technik und der allgemeinen Wissenschaften, oder aber Mittelmäßigkeit auf der ganzen Linie und Täuschung

[1] In den Neuauflagen sind, in Anlehnung an die in der Vektoranalysis gebräuchliche Symbolik, die wirklichen Geschwindigkeiten (Vektoren) mit großen, die spezifischen (reduzierte Vektoren) mit kleinen Buchstaben bezeichnet.

über die Gründlichkeit eigenen Wissens der Studierenden wären die Folge. Hat der junge Ingenieur dagegen auf den Hauptgebieten eine gute Übersicht und die wissenschaftlichen Grundlagen erworben, hat er sich außerdem in einige wenige Fächer tief und gründlich eingearbeitet und dabei die Kunst und auch die Geduld des richtigen Auskonstruierens gelernt, so wird es ihm später nicht schwer fallen, in irgendeiner, wenn auch auf der Schule weniger gepflegten Richtung mit Erfolg tätig zu sein. Die Einführung dieses Lehrgedankens erfordert Trennung des Stoffs in einen den Überblick über das betreffende Gebiet und die wissenschaftlichen Grundlagen in großen Zügen vermittelnden und einen zweiten, mehr in die Tiefe, in die Einzelheiten gehenden, die genauere Berechnung und die Konstruktion lehrenden Teil.

Eine ähnliche Trennung empfiehlt sich wohl auch für die Lehrbücher; der vorliegende I. Teil der zweiten Auflage der »Wasserturbinen« stellt einen Versuch dazu dar. Das Werk ist in erster Linie für den Unterricht bestimmt und dementsprechend zusammengestellt. Dabei schien es, wenn sich die Fehler der früheren »theoretischen Maschinenlehre« nicht wiederholen sollten, notwendig, nicht von der mathematisch-hydraulischen Einzelbetrachtung auszugehen, sondern dem Studierenden zuerst die Grenzen des zu behandelnden Gebiets und dessen Gruppierung zu zeigen, ihn gewissermaßen so einzuführen, daß er zuerst vor Fragen gestellt wird, wie sie sich dem Käufer einer Maschine aufdrängen; dazu sind ihm die heute gebräuchlichen Bauarten in ihren Hauptanwendungsgebieten kurz vorzuführen, um an Hand dieses Überblickes das nötige Verständnis für die Bedeutung der grundlegenden mathematischen Entwicklungen, für die Fragen nach den Eigenschaften der Turbinen und Turbinenpumpen, nach der Art ihres Verhaltens im Betrieb und beim Zusammenarbeiten mit andern Maschinen zu wecken.

Entsprechend dem Zweck dieses I. Teils, der das Charakteristische der Maschinen hervorheben, die anzuwendenden Methoden zeigen und für eingehendere Studien erst das Fundament abgeben soll, wurde die Rechnung soweit als zulässig vereinfacht und z. B. nur die eindimensionale Strömung behandelt, d. h. nur mit den Mittelwerten in den einzelnen Kanalquerschnitten gerechnet. Doch ist auf die Notwendigkeit einer genaueren Behandlungsweise hingewiesen, wo der Wunsch nach solcher zu Tage treten mußte.

Ein zweiter Teil über die Konstruktion und die eingehendere Berechnung der Wasserturbinen soll die nötige Ergänzung für den Turbineningenieur und die Studierenden liefern, die ihre konstruktive Ausbildung hauptsächlich auf diesem Gebiet suchen.

Neu ist die Mitbehandlung der Turbinenpumpen. Sie ist allerdings in noch engeren Grenzen gehalten, wie die der Turbinen. Die Pumpen schließen sich hinsichtlich der wissenschaftlichen Untersuchung so eng an die Wasserturbinen an, daß getrennte Behandlung auf dieser Stufe Zeitvergeudung und Preisgabe wertvoller Vergleiche bedeuten würde.

Die derzeitige für den Studierenden nur allzu fühlbare Teuerung zwang zu möglichst kurzer Zusammenfassung des Stoffes, einfacher Anordnung und Ausstattung; auch hinsichtlich der Auswahl des Figurenmaterials mußte diese Rücksichtnahme gelten.

Stuttgart, im Dezember 1920.

Vorwort zur dritten Auflage des ersten Teils.

Aus dem raschen Absatz der zweiten Auflage glaube ich den Schluß ziehen zu dürfen, daß die gewählte Anordnung des Stoffes und seine Behandlung in zwei Teilen, zwei verschiedenen Stufen entsprechend, trotz einiger unbestreitbarer Nachteile der Trennung, doch von vielen Lesern, vor allem von den Studierenden, begrüßt worden ist; Veranlassung zu einer grundsätzlichen Änderung lag somit für die dritte Auflage nicht vor. Ohne von dem Bestreben abzugehen, den Umfang des ersten Teils tunlichst klein zu halten, schien es mir doch notwendig, eine Anzahl neuer Abbildungen einzufügen und einige Abschnitte in bescheidenem Maße zu erweitern.

Lausanne, im April 1924.

Vorwort zur zweiten Auflage des zweiten Teils.

In den Vorworten zur zweiten und zur dritten Auflage des I. Teils wurde schon auseinandergesetzt, welche Gründe zu einer Trennung des Stoffes in mehrere Teile führten. Infolge der Überlastung der Studienpläne an Technischen Hochschulen, der Ausdehnung aller Fachgebiete in die Breite und in die Tiefe, kann nicht von allen Studierenden eine gleichmäßig gründliche Durcharbeitung aller Sondergebiete verlangt werden. Fast alle Studierenden des Bauingenieurwesens und der Elektrotechnik, aber auch manche Maschineningenieure werden sich notgedrungen damit zufrieden geben müssen, einen Überblick über die gebräuchlichsten Bauarten der Wasserkraftmaschinen und über die Grundlagen zu deren Berechnung und zur Beurteilung ihrer Eigenschaften zu erhalten. Der erste Teil des Werkes wurde im Hinblick auf die Bedürfnisse dieser Gruppen von Studierenden geschaffen. Er enthält aber, wie schon erwähnt, auch die mathematischen Grundlagen für ein vertieftes Studium des Stoffes, so die Herleitung der sogenannten Hauptgleichungen, die Konstruktion des Diagrammes und dessen Anwendung, sowohl zur Berechnung der Maschinen, wie auch zur Untersuchung ihrer Eigenschaften.

Der Inhalt des nunmehr vorliegenden II. Bandes setzt die Kenntnis der im ersten Teil enthaltenen Untersuchungen voraus. Um jedoch ein häufigeres Nachschlagen in diesem entbehrlich zu machen, sind die wichtigsten Ergebnisse und die notwendigen Unterlagen für die genauere Berechnung in den ersten zwei Paragraphen des II. Bandes wiederholt.

Auf dieser Grundlage aufbauend, enthalten die übrigen Abschnitte die Berechnung und die Anleitung zur Konstruktion der Überdruck- und Freistrahlturbinen. Dem Grundsatz folgend, zuerst das Einfachere und Übersichtlichere zu zeigen, und nachher zu schwierigeren Aufgaben überzugehen, ist bei der Behandlung der Überdruckturbinen die Zuströmung zum Laufrad zuerst als wirbelfrei angenommen. Es ist also die Störung durch die zumeist zylindrisch geformten Leitschaufeln vernachlässigt. Immerhin ist schon auf dieser Stufe auf die verschiedene Lage der Stromlinien im Meridianschnitt Rücksicht genommen. Es wird also schon hier nicht mehr nur mit Mittel-

werten der Geschwindigkeit in einem Kanalquerschnitt des Laufrades gerechnet. Dagegen ist die Schaufel, ihre Neigung und Krümmung noch ohne Berücksichtigung des Einflusses der verschiedenen Drücke auf Vorder- und Rückschaufel und die dadurch bedingte Verschiedenheit von Größe und Richtung der Relativgeschwindigkeiten berechnet und konstruiert. Dieser Feinheitsgrad der Rechnung genügt, bei sog. »schmalen« Rädern, d. h. bei solchen kleiner spezifischer Drehzahl. Zur Bestimmung von Schaufelungen höherer spezifischer Drehzahl (unter anderen Propeller- und Kaplanturbinen) reicht die Methode nicht mehr aus; hier ist nur mit einem genaueren Rechnungsverfahren durchzukommen. Die Verfeinerung besteht darin, daß nunmehr auch dem Einfluß zylindrischer Leitschaufeln auf die Strömung vor dem Laufrad und der Änderung des Dralls auf Normalen zu den Stromlinien Rechnung getragen wird. Außerdem war auf dieser Stufe die Zirkulationsströmung um die Laufschaufel zu besprechen und die durch sie bedingte Abweichung von Größe und Richtung der Relativgeschwindigkeiten, sowie deren Einfluß auf die Form der Schaufel festzustellen. Der Weg hiezu dürfte insofern neu sein, als versucht wurde, von den Erscheinungen im engen Schaufelgitter auf diejenigen in einem solchen weiter Teilung zu schließen, anstatt, wie dies gewöhnlich geschieht, ausgehend von dem einzelnen Tragflügel auf das Schaufelgitter bei sehr weiter Teilung und schließlich von diesem auf die bei Turbinen gebrauchten Formen überzugehen.

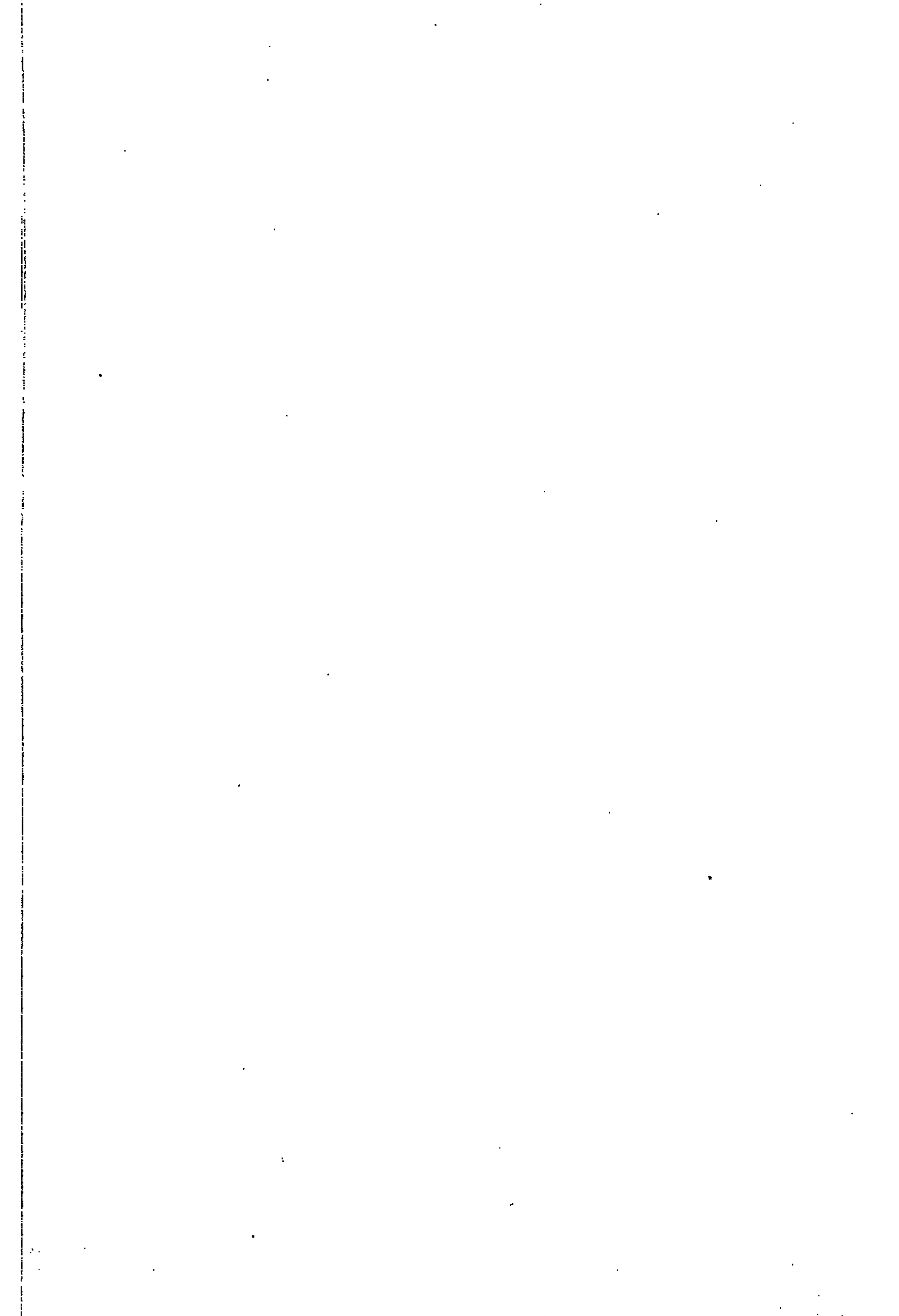
In ganz ähnlichem Sinne wie bei den Überdruckturbinen mußte das Rechnungsverfahren für die neuzeitliche Freistrahlturbine vervollkommnet werden. Es genügt nicht mehr, die Schaufel nur auf Grund des einfachsten Diagrammes im Berührungspunkt von Strahlachse und Grundkreis zu berechnen und zu formen, sondern es müssen, soweit als dies möglich ist, die Wege der verschiedensten Wasserteilchen berücksichtigt werden. Von besonderer Bedeutung hat sich in dieser Beziehung der Strahlausschnitt an der Schaufel herausgestellt.

Alle Schwierigkeiten wachsen auch hier mit Erhöhung der spezifischen Drehzahl pro Strahl, d. h. mit dem Verhältnis der Strahlstärke zum Grundkreisdurchmesser.

Bei der Ausarbeitung der Abschnitte über die Konstruktion der Turbinen wurde größerer Wert auf die grundsätzlichen Anforderungen des Betriebes und deren Erfüllung gelegt, als auf die Besprechung vieler Einzelheiten. Dagegen schien es wichtig, den Studierenden als Ausführungsbeispiele Konstruktionen aus der Praxis in ausreichend großem Maßstabe vorzuführen und in einigen auch die Bearbeitungsmaße anzugeben. Abbildungen dieser Art wurden in der Hauptsache auf Tafeln zusammengefaßt.

Der Text dazu wurde auf die Tafeln selbst gesetzt, allerdings, der Raumerparnis wegen, zumeist nur im Telegrammstil abgefaßt. Die Tafeln werden durch diese Neuerung für sich allein lesbar und machen ein häufigeres Nachschlagen entbehrlich.

Von der ersten Auflage des Buches konnte sozusagen nichts mehr verwendet werden. Der vorliegende Band stellt also eine vollständige Neubearbeitung dar. Nur einige wenige Tafeln mit Turbinen älterer Systeme wurden übernommen, einmal, um den Studierenden zu zeigen, was die Technik



Inhaltsverzeichnis.

IV. Die Konstruktion der Freistrahlturbinen.

V. Betrieb mit mehreren Turbinen.

Tafelverzeichnis.

Bezeichnungen.

H	Nutzgefälle der Turbine.
H_s	Saughöhe.
H_R, H_W	Reibungsverlusthöhe.
H_{atm}	Atmosphärendruck in m Wassersäule.
H_a	Atmosphärendruck minus Dampfspannungsdruck in m Wassersäule.
p	Druck in kg/m².
h	Druckhöhe in m Wassersäule.
h_d	Dampfspannungsdruck in m Wassersäule.
Q	Sekundliche Wassermenge.
$q = \frac{Q}{\sqrt{2gH}}$	Spezifische sekundliche Wassermenge.
γ	Gewicht des Volumens 1.
η	Gesamtwirkungsgrad.
η_h	Hydraulischer Wirkungsgrad.
N	Nutzleistung in PS.
n	Umdrehungszahl in der Minute.
n_f	Durchgangsdrehzahl.
$n_s = \frac{n}{H}\sqrt{\frac{N}{\sqrt{H}}}$	Spezifische Drehzahl, Systemzahl.
ω	Winkelgeschwindigkeit.
Q_a, N_a, n_a, η_a	Ausgangswerte einer Untersuchung.
$Q_{(n)}$, $N_{(n)}$, $n_{(n)}$	Normale Betriebswerte bei stoßfreiem Eintritt.
d, D	Durchmesser.
r, R	Radius.
b	Breite, senkrecht zur Meridiangeschwindigkeit gemessen.
F	Querschnittsfläche, senkrecht zur Meridiangeschwindigkeit gemessen.
C	Absolute Geschwindigkeit.
W	Relative Geschwindigkeit.
U	Umfangsgeschwindigkeit.
$c = \frac{C}{\sqrt{2gH}}$	Spezifische absolute Geschwindigkeit[1].
$w = \frac{W}{\sqrt{2gH}}$	Spezifische relative Geschwindigkeit.
$u = \frac{U}{\sqrt{2gH}}$	Spezifische Umfangsgeschwindigkeit.
$c_i = \sqrt{1 - c_u^2 + c_g^2}$	Indizierte Geschwindigkeit, spezifisch.
Δ	Verkleinerung von c_{u_0} durch den Eintrittsstoß.

[1] Das Rechnen mit $\sqrt{2gH}$ wird sehr einfach und ebenso bequem wie das mit $\sqrt{H}$, wenn man sich auf der unteren Skala des Rechenschiebers und der Zunge die Marke $\sqrt{2g} = 4,48$ einritzt (s. Abb. A).

Abb. A.

$H = 62$ m

$\sqrt{2gH} = 34,9$ m/s $\sqrt{2g} = 4,43$

α	Winkel zwischen absoluter und Umfangsgeschwindigkeit.
β	Winkel zwischen relativer Geschwindigkeit und der der Umfangsgeschwindigkeit entgegengesetzten Richtung.
t	Schaufelteilung.
z'	Zahl der Leitschaufeln.
z_2	Zahl der Laufschaufeln.
s_2	Schaufelstärke von Blechschaufeln.
Δ_2	Schaufelstärke, in der Umfangsrichtung gemessen.
ϱ	Krümmungsradius der Stromlinien.
μ	Verhältnis der Meridiangeschwindigkeiten $\frac{c_m'}{c_m'{}_{(a)}}$.
δ	Verhältnis des Dralls $\frac{r' c_u'}{r'_{(a)} c_u'{}_{(a)}}$.
e_s^2	Saugrohr-Rückgewinn im Verhältnis zum Gefälle.
k_m, k_u	Koeffizienten des Saugrohr-Rückgewinnes.
σ	Kavitationsbeiwert nach Thoma.
v_a	Austrittsverlust.
v_γ	Verlust durch Luftabscheidung im Saugrohr.
v_{sp}	Spaltverlust.
ε	Mittlere Schaufelbelastung.
k', k''	Koeffizienten zur Angabe des Druckes, bezogen auf ε.
Γ	Zirkulation.
ζ	Widerstandsziffer.
A_r	Regelarbeit.
w	Koeffizient der Wärmeabfuhr.
d_0	Strahlstärke.
d_{st}	Durchmesser der Nadelstange in der Stopfbüchse.
B	Breite von Peltonschaufeln.
T	Tiefe von Peltonschaufeln.
E	Abstand des äußersten Schneidenpunktes vom Grundkreis bei Peltonschaufeln.
a	Breite des Strahlausschnittes bei Peltonschaufeln.
μ	Ausflußzahl.
L	Länge der Rohrleitung.
C_m	Maximale Rohrgeschwindigkeit.
T_r	Anlaufzeit der Rohrleitung.
T_s	Schlußzeit.
φ	Verhältnismäßige Wassermenge.
ψ	Verhältnismäßige Druckerhöhung.

Index	0	bezeichnet	Größen	unmittelbar vor der Laufradeintrittskante.
„	1	„	„	unmittelbar nach der Laufradeintrittskante.
„	2	„	„	auf der Laufradaustrittskante.
„	3	„	„	nach der Laufradaustrittskante.
„	'	„	„	auf der Leitradaustrittskante.
„	''	„	„	auf der Leitradeintrittskante.
„	a	„	„	im Austrittsquerschnitt der Turbine, oder auf der mittleren Stromlinie.
„	e	„	„	im Eintrittsquerschnitt der Turbine, oder auf der äußeren Stromlinie.
„	i	„	„	auf der inneren Stromlinie.
„	m	„	„	in der Meridianrichtung.
„	u	„	„	in der Umfangsrichtung.
„	s	„	„	die sich auf das Saugrohr beziehen.
„	sp	„	„	die sich auf den Spaltverlust beziehen.
„	st	„	„	die sich auf den Eintrittsstoß beziehen.
„	w	„	„	die sich auf hydraulische Widerstände beziehen.
„	x	„	„	auf einer beliebigen Stromlinie.
„	ϱ	„	„	die sich auf den Spaltüberdruck beziehen.

I. Einleitung.

Der I. Teil der »Wasserturbinen«, zweite und dritte Auflage, brachte zunächst die Hauptbeziehungen über die in Wasserkraftmaschinen sich abspielenden Energieumsetzungen, den Zusammenhang von Gefälle, Wassermenge, Leistung und Wirkungsgrad, gab eine Übersicht über die heute angewendeten Bauarten von Wasserturbinen und Turbinenpumpen und zeigte dann die Entwicklung der mathematischen Grundlagen einschließlich des Diagramms zur Berechnung der vorkommenden Wassergeschwindigkeiten, der Querschnitte, wie auch der hauptsächlichsten Betriebseigenschaften der Maschinen. Ein letzter Abschnitt über die Berechnung und Konstruktion einfacher Schaufelungen wurde noch beigefügt, um auch den Lesern, die nicht die Absicht haben, sich eingehender mit diesen Fragen zu beschäftigen, wenigstens einen Einblick in dieses ebenso wichtige, wie lehrreiche Tätigkeitsgebiet des Ingenieurs zu geben. Wenn auch die Entwicklungen in den dort angenommenen Grenzen streng gelten, die in Abbildungen vorgeführten Konstruktionen zum größeren Teil neuzeitlichen Anforderungen entsprechen, so wurde doch, entsprechend dem Zweck des ersten Teils, soweit als möglich von vereinfachenden Annahmen ausgegangen, z. B. nur die Bewegung *eines* Wasserteilchens verfolgt, nur die sich auf *einem* Strom- oder Wasserfaden abspielenden Vorgänge rechnerisch festgelegt, also nur *eindimensionale* Strömung untersucht.

Dieses Verfahren genügt, wenn man der Rechnung die *Mittelwerte* (von Geschwindigkeit, Druck usw.) jedes Querschnittes des betrachteten Kanals zugrunde legt, weit größeren Ansprüchen, sein Ergebnis stimmt mit dem der experimentellen Untersuchung weit genauer überein, als dies zunächst vermutet werden könnte; es sind eben doch die Mittelwerte, die ihrer Natur nach den größten Einfluß auf das Endergebnis ausüben und damit der Maschine und ihrem Verhalten im Betrieb den Charakter aufprägen. Daher ist das im ersten Teil Gezeigte auch vollständig ausreichend, um dem Nichtfachmann einen deutlichen Begriff von den Eigenschaften der Turbinen und der Bauart ihrer Haupteinzelheiten zu geben; dem eigentlichen Turbineningenieur, besser dem Schaufelkonstrukteur, jedoch kann dies nicht mehr genügen und auch der Elektro- und der Bauingenieur wird hier und dort das Bedürfnis empfinden, die im ersten Teil getroffenen Annahmen nochmals auf die Grenzen ihrer Gültigkeit zu prüfen und Verfahren kennenzulernen, die gestatten, diese Grenzen zu überschreiten.

Die Entwicklungen des zweiten Teils werden daher, soweit notwendig, Rücksicht auf die Verschiedenheit der Wege nehmen, die die einzelnen gleich-

und für stoßfreien Eintritt:

$$c_0 = c_1; \quad w_0 = w_1; \quad \alpha_0 = \alpha_1; \quad \beta_0 = \beta_1:$$

(3) stoßfreier Eintritt, Durchflußgleichung $\quad c_i^2 = w_2^2 - w_1^2 + c_0^2 + u_1^2 - u_2^2,$

(4) $\quad \eta_h = c_i^2 - c_2^2 - w_{st}^2.$

Hierin bedeuten: η_h den hydraulischen Wirkungsgrad, d. h. das Verhältnis der an die Laufradschaufeln abgegebenen zu der verfügbaren Leistung der das Laufrad durchströmenden Wassermenge. Geschwindigkeiten mit dem Index u bezeichnen die Umfangskomponenten der betreffenden Geschwindigkeitswerte, c_i^2 das Verhältnis der in der Turbine wirksamen Druckhöhe zum ganzen Gefälle:

$$c_i^2 = 1 - c_w^2 + c_g^2,$$

$c_w^2 =$ Verhältnis der Summe aller Widerstandshöhen (Verluste) durch Reibung, Krümmung, Wirbel usw. zum ganzen Gefälle,

$c_g^2 =$ Verhältnis des im Saugrohr zurückgewonnenen Gefälles zum Nutzgefälle H.

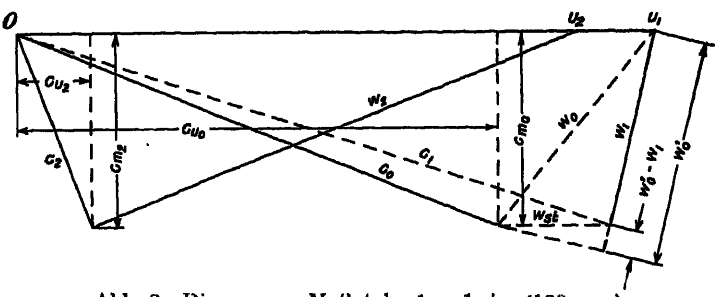


Abb. 2. Diagramm, Maßstab: 1 = 1 dm (100 mm) z. B. $u_1 = 0{,}84$; $c_2 = 0{,}28$.

Die beiden Gleichungen 1 und 2 sind ohne weiteres durch Umformung auseinander zu erhalten; zu einer und derselben Lösung kann daher immer nur die eine oder die andere herangezogen werden.

Die Arbeitsgleichung, mit Geschwindigkeiten im Längenmaß ausgedrückt, wird erhalten, indem man Gl. 1 mit $2gH$ multipliziert:

$$u_1 \cdot \sqrt{2gH} \cdot c_{u_0}\sqrt{2gH} - u_2\sqrt{2gH} \cdot c_{u_2}\sqrt{2gH} = \eta_h g H$$

$$U_1 C_{u_0} - U_2 C_{u_2} = \eta_h g H,$$

in welcher Form sie leicht aus dem Flächen- oder dem Impulssatz abgeleitet werden kann (s. a. Wasserturbinen, I. Teil).

Außer den Gleichungen 1 oder 2 müssen noch die Winkelbeziehungen gelten, die durch das Geschwindigkeitsdreieck für ein und denselben Punkt gegeben sind, c, u und w müssen stets ein geschlossenes Dreieck bilden, also u. a. auch c_0, u_0[1]), w_0; c_1, u_1, w_1; c_2, u_2, w_2. Selbstverständlich ist es leicht möglich, und in vielen Lehrbüchern auch durchgeführt, die Hauptgleichung mit den Winkelbeziehungen analytisch zusammenzufassen; doch entstehen dabei

[1] Die Punkte 0 und 1 sind einander so benachbart vorausgesetzt, daß stets für beide die gleiche Umfangsgeschwindigkeit $u_1 = u_0$ angenommen werden darf; wir wenden stets den Index 1 an.

umfangreiche und sehr undurchsichtige Gleichungen, die gerade ihrer Unübersichtlichkeit wegen schon zu zahllosen Trugschlüssen Veranlassung gegeben haben. Es soll daher fernerhin, wie schon im ersten Teil geschehen, die graphische Methode bevorzugt werden, die gestattet, mit wenigen Linien die gewünschte Lösung zu finden.

Wie im I. Teil, 3. Aufl., auf S. 85 u. f. erläutert, gestattet die Arbeitsgleichung ohne weiteres, die Senkrechte zu finden, auf der der Endpunkt der absoluten Eintrittsgeschwindigkeit c_0 liegt; man hat nur die Gleichung in der Form

$$(5)\quad c_{u_0} = \frac{\eta_h}{2u_1} + \frac{u_2}{u_1} c_{u_2}$$

zu schreiben, um den Abstand der Eintrittsvertikalen vom Ursprung des Diagramms zu erhalten. Vielfach noch etwas bequemer zur Lösung der Aufgaben, wie sie sich besonders bei der Untersuchung von schnellaufenden Francisturbinen stellen, ist die auf S. 87 u. f. des I. Teils, 3. Aufl., gezeigte Konstruktion des Diagramms nach Braun.

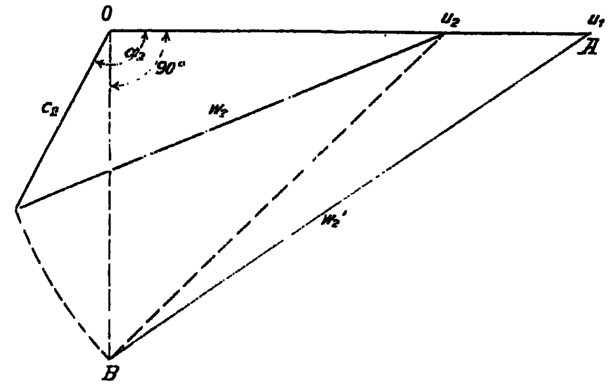


Abb. 3. Konstruktion von w_2', wenn $w_2 > u_2$.

Nach dieser wird aus der Durchflußgleichung, zunächst für stoßfreien Eintritt, die Beziehung abgeleitet, daß sich der Schnittpunkt von c_0 und w_1 auf der gleichen Vertikalen, der sog. »Eintrittsvertikalen«, befinden muß, die durch den Schnittpunkt der vom Ursprung des Diagramms aus gezogenen Strecke c_i und der vom Endpunkt von u_1 aus geschlagenen Strecke w_2' senkrecht zu u gezogen wird. w_2' bedeutet hier die relative Austrittsgeschwindigkeit einer Axialturbine ($u_1 = u_2$), deren Eintrittsgrößen c_0, u_1, w_1 gleich sind denen der allgemeinen Turbine ($u_1 \mid u_2$), die der Betrachtung zugrunde gelegt wurde. w_2' ist bestimmt durch die Gleichung

$$(6)\quad w_2'^2 - u_1^2 = w_2^2 - u_2^2$$

oder

$$(7)\quad w_2'^2 + u_2^2 = w_2^2 + u_1^2$$

und kann, wie ohne weiteres einzusehen und wie aus den dem I. Teil entnommenen Abbildungen 3 und 4 hervorgeht, leicht graphisch bestimmt werden.

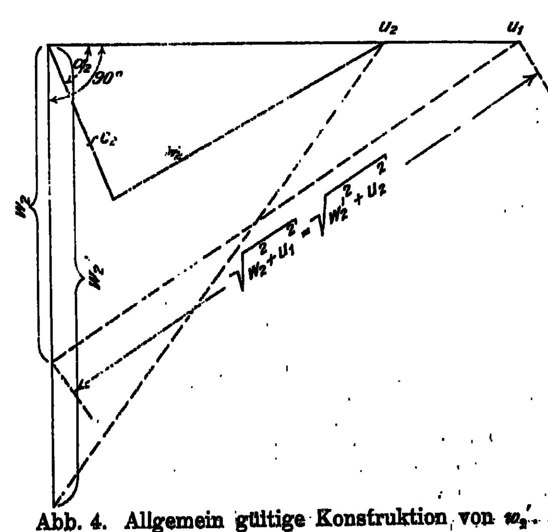


Abb. 4. Allgemein gültige Konstruktion von w_2'.

Abb. 5 zeigt die eben erwähnte Konstruktion des Diagramms für den Fall stoßfreien Eintrittes.

Kommt das Wasser vor der Eintrittskante des Laufrades mit einer relativen Geschwindigkeit w_0 an, die nach Richtung und Größe verschieden ist von der Geschwindigkeit w_1, bestimmt durch die Richtung des ersten Schaufelelementes und die Größe des verfügbaren Querschnittes senkrecht zu diesem, so bedeutet dies

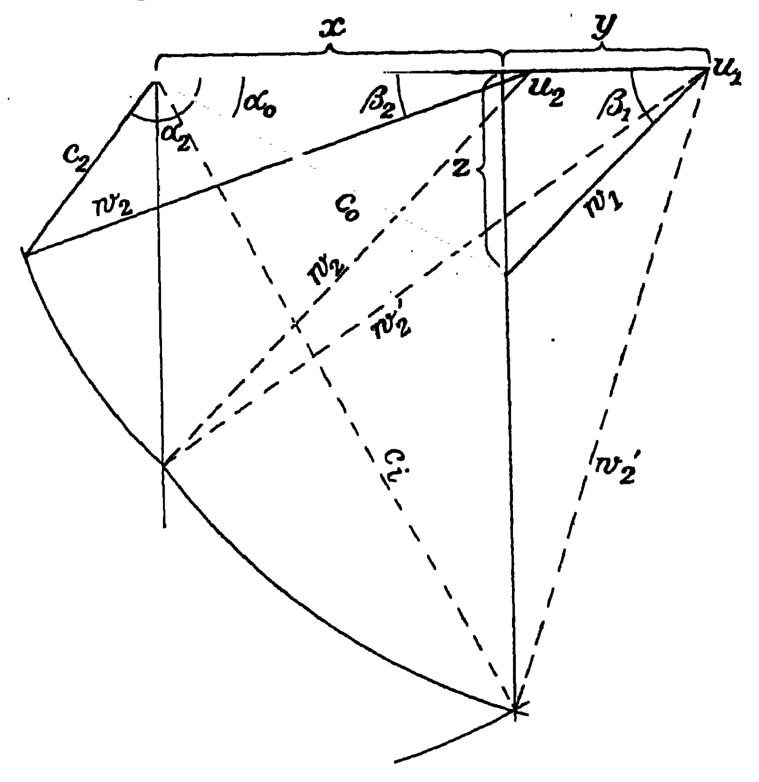


Abb. 5. Konstruktion der Eintrittsvertikalen bei „stoßfreiem" Eintritt (nach Braun).

eine so schroffe Umlenkung und Querschnittsveränderung, daß in erster Annäherung angenommen werden darf, das der sog. Stoßkomponente w_{st} entsprechende Gefälle gehe der Turbine durch Wirbelbildung, verstärkte Turbulenz verloren, so daß im Ausdruck für den hydraulischen Wirkungsgrad η_h der diesem Verlust entsprechende Anteil als w_{st}^2 in Abzug zu bringen ist.

Die Arbeitsgleichung verändert sich demnach wie folgt:

$$c_{u_0} = \frac{c_i^2 - c_2^2 - w_{st}^2}{2 u_1} + \frac{u_2}{u_1} c_{u_2} = \frac{\eta h}{2 u_1} + \frac{u_2}{u_1} c_{u_2}$$

$$c_{u_0} = \frac{c_i^2 - c_2^2}{2 u_1} + \frac{u_2}{u_1} c_{u_2} - \frac{w_{st}^2}{2 u_1} = \frac{\eta h_{(n)}}{2 u_1} + \frac{u_2}{u_1} c_{u_2} - \frac{w_{st}^2}{2 u_1}$$

$$c_{u_0} = c_{u_0(n)} - \frac{w_{st}^2}{2 u_1} = c_{u_0(n)} - \Delta. \qquad (8)^1$$

[1] Die Konstruktion des Diagramms mit Stoß unter Benützung von Gleichung 8 und der oben genannten Beziehung über die Eintrittsvertikale ist zuerst von Braun angegeben worden. Die Gleichung kann natürlich in gleicher Weise verwendet werden, wenn $c_{u0(n)}$ analytisch bestimmt wird.

Hierin bedeuten $\eta_{h(n)}$ den hydraulischen Wirkungsgrad, $c_{u_0(n)}$ die Umfangskomponente der absoluten Eintrittsgeschwindigkeit für stoßfreien Eintritt und damit auch, für diesen Sonderfall, die Entfernung der Eintrittsvertikalen vom Ursprung des Diagramms. Wie aus der letzten Gleichung ersichtlich, ist die letztgenannte Strecke bei Eintritt mit Stoß um die Größe

$$\frac{w_{st}^2}{2\,u_1} = \Delta$$

kleiner als im Fall des stoßfreien Eintrittes. Das Diagramm wird daher für den allgemeinen Fall am besten so konstruiert, daß nach Abb. 5 zunächst

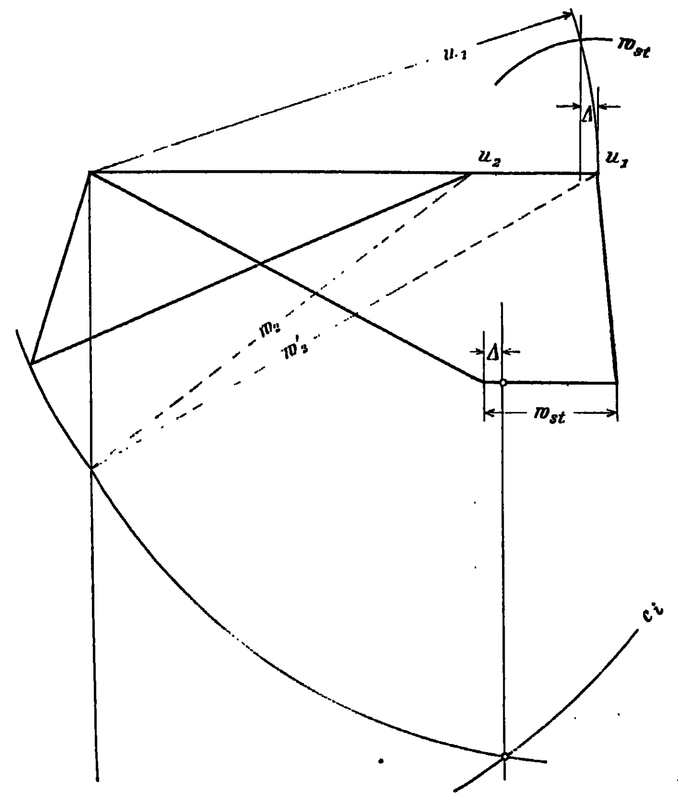


Abb. 6. Konstruktion der Eintrittsvertikalen bei Eintritt „mit Stoß" (nach Braun).

die Eintrittsvertikale für stoßfreien Eintritt festgelegt und darnach durch Verschiebung um den Abstand Δ gegen den Ursprung zu die Vertikale gefunden wird, auf der nunmehr der Endpunkt von c_{u_0} liegen muß (s. Abb. 6).

Die graphische Bestimmung von Δ geht unmittelbar aus der Abb. 6 hervor und ist im I. Teil ausführlich erläutert. Sind in einem Diagramm die Endpunkte von c_0 und w_1 gegeben, so ist daraus die Strecke Δ zu bestimmen und vom Endpunkt von c_0 aus nach rechts abzutragen, um die Eintrittsvertikale zu erhalten, auf der sich der Schnittpunkt von c_i und w_2' befindet.

So lassen sich auf die eine oder andere Art die Bedingungen, denen

die Geschwindigkeiten und ihre Richtungen genügen müssen, graphisch ermitteln und die gesuchten Größen bestimmen [1].

Im I. Teil ist gezeigt, wie unter Benützung des Diagrammes die Betriebseigenschaften der Turbinen untersucht und festgestellt werden können, soweit hiezu die alleinige Berücksichtigung der Mittelwerte der Strömung ausreicht.

§ 2. Allgemein gültige Beziehungen.

Während im vorigen Abschnitt einiges aus dem ersten Teil wiederholt wurde, was streng genommen nur für einen einzelnen Stromfaden oder für die Mittelwerte Gültigkeit besitzt, soll hier kurz nochmals auf einige Beziehungen hingewiesen werden, bei denen die oben genannte Einschränkung entfällt.

Bedeuten:

H das Nutzgefälle der Turbine (s. I. Teil S. 51 u. f.),
Q die in der Zeiteinheit (Sekunde) durchfließende Wassermenge,
n die Anzahl der Umdrehungen der Maschinenwelle (Drehzahl) in der Minute,
γ das Gewicht der Volumseinheit Wasser in kg,
N die Nutzleistung an der Maschinenwelle, gemessen in Pferdestärken (PS),
η den Gesamtwirkungsgrad,

so gelten bekanntlich folgende Beziehungen:

$$N = \frac{\gamma Q H \eta}{75} \tag{9}$$

$$\left\{\begin{aligned} n &= \frac{60\, u \sqrt{2gH}}{\pi D} \\ u &= \frac{\pi D n}{60 \sqrt{2gH}}. \end{aligned}\right. \tag{10}$$

In den beiden zuletzt angeschriebenen Gleichungen bezeichnen u die spezifische Umfangsgeschwindigkeit auf dem Durchmesser D, g die Beschleunigung der Schwere.

H, Q (oder N) und n sind Konstruktionsdaten der Turbine, die für die zu entwerfende Maschine in der Regel als gegeben zu betrachten sind.

Wie schon im I. Teil gezeigt, läuft ein und dieselbe Turbine mit gleichem Diagramm, also auch mit gleichem hydraulischen Wirkungsgrad, wenn nur bei Veränderung des Nutzgefälles von H_a auf H die Drehzahl n sich gleichzeitig auf

$$n = n_a \sqrt{\frac{H}{H_a}} \tag{11}$$

erhöht oder erniedrigt. Q und N verändern dann ihre Werte nach den Beziehungen:

$$Q = Q_a \sqrt{\frac{H}{H_a}} \tag{12}$$

$$N = N_a \left(\frac{H}{H_a}\right)^{3/2} \tag{13}$$

(12) und (13) haben (11) zur Voraussetzung.

[1] Andere Diagrammkonstruktionen siehe z. B. Camerer, Wasserkraftmaschinen.

Die Gleichungen 12 und 13 gelten, wie gesagt, nur, wenn gleichzeitig Gleichung 11 erfüllt bleibt; ändert sich, wie dies im praktischen Fall häufig vorkommt, das Gefälle, währenddem die Drehzahl konstant gehalten wird, so arbeitet die Turbine mit anderem Diagramm, daher auch mit anderem Wirkungsgrad und anderer spezifischer Wassermenge

$$q = \frac{Q}{\sqrt{2gH}};$$

es gelten in diesem Fall die in Abschn. V, 4 des I. Teils entwickelten Beziehungen, die für zwei verschiedene Gefällswerte H und H_a lauten:

$$\frac{Q}{Q_a} = \frac{q}{q_a}\sqrt{\frac{H}{H_a}} \tag{14}$$

$$\frac{N}{N_a} = \frac{q}{q_a}\,\frac{\eta}{\eta_a}\left(\frac{H}{H_a}\right)^{3/2}. \tag{15}$$

(Bezügl. Bestimmung von $\frac{q}{q_a}$ und $\frac{\eta}{\eta_a}$ s. I. Teil Abschn. V, 1 und 4.)

Wie schon oben erwähnt, sind H, N (oder Q) und n Konstruktionswerte, die der Bestellung neuer Turbinen in der Regel zugrunde gelegt werden. Unter den unendlich vielen Kombinationen zwischen den drei Werten (jeder als veränderlich vorausgesetzt) befinden sich nun naturgemäß auch die den Gleichungen 11 bis 13 entsprechenden, die alle das gleiche Laufrad hinsichtlich der hydraulischen Eigenschaften und der Abmessungen ergeben. Um diese Kombinationen von H, N und n herauszufinden, bedient man sich heute allgemein des Begriffs der spezifischen Drehzahl n_s[1], auch Kennziffer oder Systemzahl genannt, der, wie auf S. 117 u. f. I. Teil ausgeführt ist, die Form hat:

$$n_s = \frac{n}{H}\sqrt{\frac{N}{\sqrt{H}}} = \frac{n}{H^{5/4}}\sqrt{N}. \tag{16}$$

Allerdings umfaßt ein bestimmter Wert dieses Ausdruckes nicht nur eine, sondern alle Turbinen, die, soweit proportional verkleinert, bis sie, mit demselben Diagramm laufend, bei 1 m Gefälle gerade 1 PS leisten, alle die gleiche Drehzahl aufweisen; ein bestimmter Wert von n_s vertritt also nicht nur ein einzelnes Rad, sondern eine ganze Reihe hydraulisch ähnlich gearteter, jedoch in den Abmessungen verschiedener Räder. Die Einzelabmessungen sind bestimmt durch die Werte von Gefälle und Wassermenge, d. h. durch die zum Durchfluß der letztern notwendigen Querschnitte senkrecht zu den Meridiangeschwindigkeiten oder durch Gefälle und Drehzahl, woraus sich der Durchmesser eines Kreises ergibt, dessen Umfangsgeschwindigkeit durch die Zugehörigkeit des betreffenden Rades zu einer bestimmten Reihe, also einem bestimmten n_s, als gegeben zu betrachten ist. (Anwendungsbeispiele s. unter »Modell-Reihen«.)

Schon im I. Teil wurde gezeigt, wie sich die Turbinen nach der Systemzahl oder spezifischen Drehzahl gliedern, wie sich die Bauart der Turbine nach ihr bestimmen läßt. Die nachstehende Tabelle gibt nochmals die Grenzen der verschiedenen Systeme an:

---

[1] Meines Wissens hat Rateau als erster die Beziehung aufgestellt, wenn auch in etwas anderer Form; siehe Rateau: Traité des Turbo-Machines, 1900, Dunod, Paris; ferner Baashuus, Z. 1905, S. 92.

$n_s = (0)—25—(35)$[1]	$25—50—(60)$	$(50)—60—400$	über $400—500—1000—(1200)$
Becher-(Pelton)-turbinen		Francisturbinen mit drehbaren Leitschaufeln	Laufräder mit flügelartigen Schaufeln ohne Außenkranz und Kaplanturbinen
mit einem Strahl	mit mehreren Strahlen		

Die Systemzahlen können weiter gesteigert werden durch Anwendung mehrerer parallelgeschalteter Laufräder auf ein und derselben Welle, d. h. durch die Bauart der mehrfachen Turbine.

Wie aus dem I. Teil bekannt, läßt sich n_s außer in den Konstruktionswerten H, N, n auch ausdrücken in den Werten der spezifischen Geschwindigkeiten u_1, c_s, dem Wirkungsgrad und dem Verhältnis der Durchmesser D_1 und D_s, was später für die Konstruktion der Räder wertvolle Anhaltspunkte für die Wahl der einzelnen Bestimmungsgrößen geben wird.

In Amerika wird mit einer Systemzahl von gleichem Aufbau, jedoch in englischen Einheiten[2], gerechnet, daneben aber noch mit einer Größe, bei der die Leistung N durch die Wassermenge Q ersetzt ist, also von der Form:

$$(17) \qquad n_{s(Q)} = \frac{n}{H^{3/4}} \sqrt{Q}.\text{[3]}$$

Diese letztere Form hat den Vorzug, unabhängig vom Wirkungsgrad zu sein, der Wert von $n_{s(Q)}$ läßt sich ermitteln, sobald H, Q und n bekannt sind. Sie kann aber anderseits eine hohe Systemzahl und damit eine in manchen Fällen wertvolle Eigenschaft der Turbine vortäuschen, wenn diese nur entsprechend viel Wasser schluckt, gleichgültig, ob sie einen noch brauchbaren Wirkungsgrad aufweist oder nicht; aus diesem Grund ist in Europa diese zweite Form nicht gebräuchlich.

---

[1] Die eingeklammerten Zahlen sind selten ausgeführte Extremwerte.

[2] Siehe Daniel W. Mead, Waterpover, Engineering.

[3] Siehe u. a. Moody: „The present trend of turbine development", Journal of the Engineers' Club of Philadelphia, März 1921.

III. Die Konstruktion der Überdruckturbinen.

In diesen Abschnitten soll die Konstruktion der heute gebräuchlichen Überdruckturbinen und ihrer Nebeneinrichtungen beschrieben und untersucht werden. Von all den möglichen und früher wohl auch ausgeführten Formen hat sich heute einzig die Francisturbine mit ihren Abarten bis zu den modernen Schnelläufern erhalten können; die nachfolgenden Abschnitte beschränken sich auf die Untersuchung dieser Ausführungsarten. Abb. 7 zeigt den allgemeinen Aufbau einer solchen Turbine.

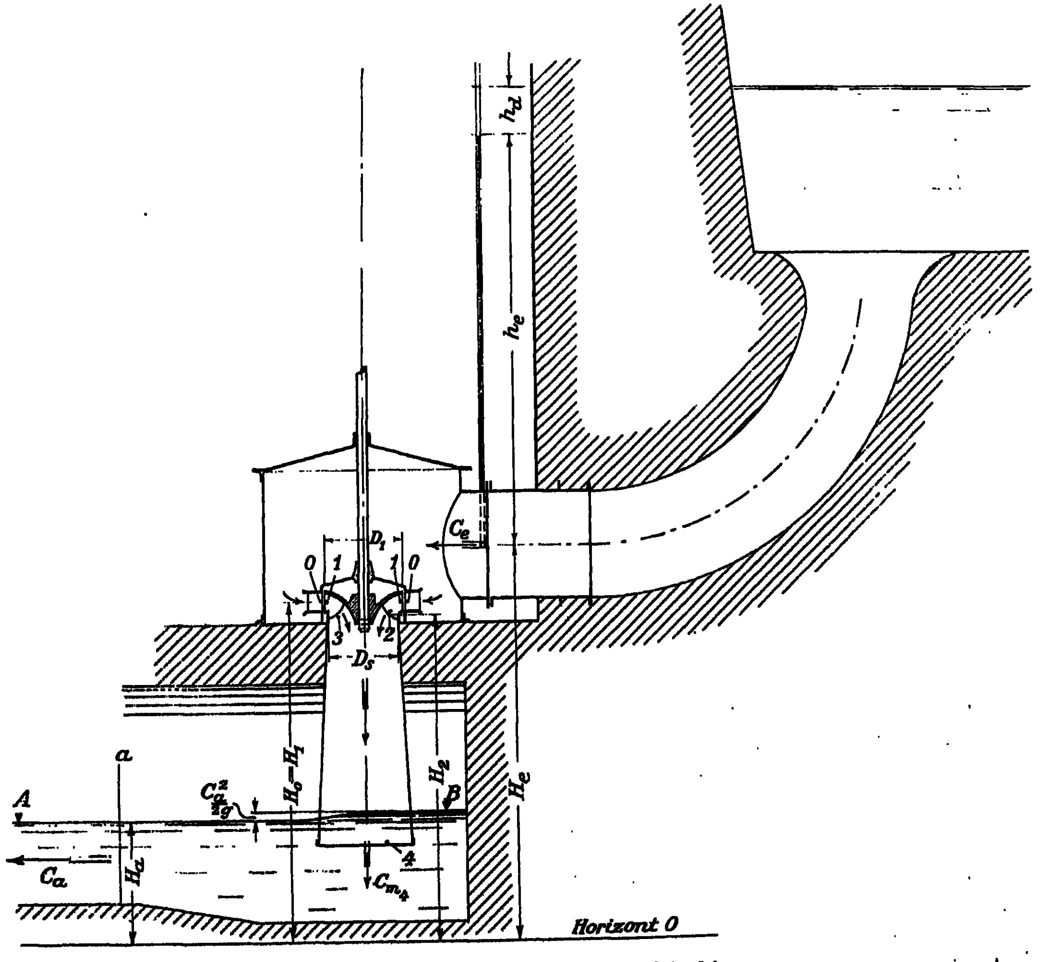


Abb. 7. Aufstellung einer Francisturbine.

Ursprünglich war die Francisturbine[1] mit radialem Leitrad und mit einem Laufrad versehen, das, in der Axialprojektion betrachtet, vom Wasser fast genau in radialer Richtung durchströmt wurde. Da jedoch das Wasser in diesen Turbinen früher oder später stets einmal in die axiale Richtung umgelenkt werden muß und diese Umlenkung besser in der Zone höheren Druckes, also besser **vor** dem Laufrad, oder wenigstens in dessen erstem Teil, als nach demselben vorgenommen wird, so erscheint es richtiger, Räder mit ganz axialem oder gemischtem Durchfluß, d. h. schräg zur Achse gerichteter Austrittskante zu bauen (Abb. 8). Obschon diese Räder der ursprünglichen Form nicht mehr entsprechen, hat man sich daran gewöhnt, sie doch mit dem gleichen Namen zu bezeichnen.

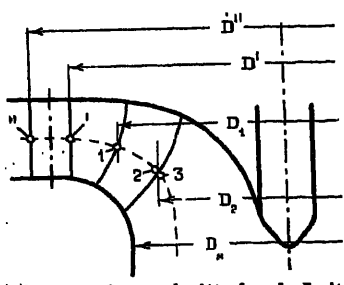


Abb. 8. Querschnitt durch Leit- und Laufrad.

§ 3. Bestimmung der Hauptabmessungen von Francisturbinen.

Zur Bestimmung der Hauptgrößen einer Turbine liegen in der Praxis gewöhnlich zwei Arten von Aufgaben vor. In der Regel sind das Nutzgefälle H der Turbine (in m), die größte sekundlich durchfließende Wassermenge Q (in m^3/s) oder die größte Nutzleistung N (in PS), ferner die Anzahl n der Umdrehungen in der Minute als bekannt anzusehen. Bei der zweiten Art, hauptsächlich wenn es sich um Übertragung durch Zahnräder, Riemen oder Seile handelt, liegt zwar die Drehzahl der **mittelbar angetriebenen Welle** (Transmission, Generator usw.) fest, nicht aber diejenige der **Turbine**, weil das Zwischenglied der Übertragung, manchmal aber auch ein anderer Umstand, die Wahl der Turbinendrehzahl innerhalb gewisser Grenzen frei läßt.

Der Konstrukteur wird hier das Verhältnis der Laufradabmessungen zueinander, d. h. die Laufradform so wählen, daß eine möglichst günstige Wirkungsgradkurve erreicht wird, ohne daß sich der Preis der Turbine unnötig hoch stellt.

Stärker ist die Bindung des Konstrukteurs, wenn außer Gefälle und Leistung oder Wassermenge auch die Drehzahl der Turbine als gegeben zu betrachten ist. Um den am besten geeigneten Weg der Rechnung zu finden, seien zuvor die Beziehungen aufgestellt, die die Hauptabmessungen des Laufrades, zunächst in ihren ungefähren Werten, ergeben.

Es sei daran erinnert, daß irgendein vom Wasser durchflossener Querschnitt F bestimmt ist durch Durchflußmenge und mittlere Geschwindigkeit oder Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu dem betrachteten Querschnitt.

Es gelten also immer die Gleichungen:

$$Q = F \cdot C$$

18)
$$F = \frac{Q}{C} = \frac{Q}{c\sqrt{2gH}}.$$

[1] 1838 von dem Amerikaner **Howd** erfunden; siehe übrigens **Camerer**, Wasserkraftmaschinen, ferner Zeitschr. f. d. ges. Turbinenwesen 1906, S. 17 und 150.

So bestimmt sich der oberste Saugrohrquerschnitt F_s wie folgt:

$$F_s = \frac{Q}{c_s \sqrt{2\,g\,H}}. \tag{19}$$

Ist der Querschnitt F begrenzt durch einen äußeren Kreis vom Durchmesser D_s und einen inneren vom Durchmesser D_i, so ist:

$$F_s = \frac{\pi}{4}\,(D_s^2 - D_i^2) = \varphi\,\frac{\pi}{4}\,D_s^2,$$

wenn

$$\varphi = \frac{D_s^2 - D_i^2}{D_s^2}$$

gesetzt wird. Es ist dann

$$D_s = \sqrt{\frac{4\,Q}{\pi\,\varphi\,c_s\,\sqrt{2\,g\,H}}}. \tag{20}$$

ist der Saugrohrquerschnitt nicht durch einen Kern verengt, so ist $\varphi = 1$ und

$$D_s = \sqrt{\frac{4\,Q}{\pi\,c_s\,\sqrt{2\,g\,H}}}.$$

Eine Überlegung ähnlicher Art führt zu den Durchflußbeziehungen in den Querschnitten an der Austrittsstelle des Leitrades, für den Eintritt des mittleren Wasserfadens in das Laufrad und für den Austritt aus demselben.

(21) Leitradaustritt $Q = \pi\,D'\,b' \cdot c'_m \sqrt{2\,g\,H},$

(22) Laufradeintritt $Q = \pi\,D_1\,b_1 \cdot c_{m_1} \sqrt{2\,g\,H},$

Laufradaustritt $Q = \pi\,D_2\,b_2 \cdot c_{m_2} \sqrt{2\,g\,H},$ (Schaufeln unendlich dünn)

oder, unter Berücksichtigung der Schaufelverengung[1] $\frac{t_2 - \varDelta t_2}{t_2}$:

(23) Laufradaustritt $Q = \pi \cdot D_2\,b_2 \cdot c_{m_2} \sqrt{2\,g\,H}\;\frac{t_2 - \varDelta t_2}{t_2}.$

Es sei nochmals betont, daß Querschnitte und Geschwindigkeiten senkrecht aufeinander stehen müssen; wenn z. B. die Meridiangeschwindigkeiten c_m, d. h. die Geschwindigkeiten in der Richtung der Tangenten der im Axialschnitt gelegenen Stromlinien benützt werden, so gilt als Querschnitt der Inhalt der Rotationsfläche, die durch die Rotationsachse und eine Meridiankurve senkrecht zu allen Stromlinien und damit auch zu den Begrenzungskurven des Rotationshohlraumes bestimmt ist. Für die Berechnung und Konstruktion des Laufrades ist besonders der letzte Austrittsquerschnitt von Bedeutung, weil die in ihm herrschende Geschwindigkeit c_{m_2} in erster Linie bestimmend für den Austrittsverlust c_2^2 ist; er wird mehr oder weniger schon durch den obersten Querschnitt des Saugrohres festgelegt und die Meridiangeschwindigkeit in ihm ist gewöhnlich nicht sehr viel größer als die im

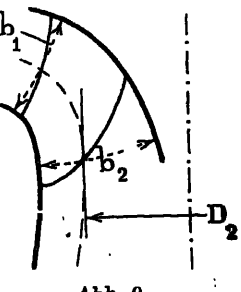


Abb. 9.

[1] Dieser Faktor kann, solange die Schaufelkonstruktion noch nicht festliegt, mit einem zwischen 0·95 (für große) und 0·88 (für kleine Turbinen) gelegenen Wert in die Gleichung eingesetzt werden. Im Leitrad werden die Schaufeln zugeschärft, so daß dort $\frac{t' - \varDelta t'}{t'} = 1$ angenommen werden darf.

Saugrohrquerschnitt vom Durchmesser D_s. Es ist klar, daß die bis jetzt eingeführten Geschwindigkeiten nur Mittelwerte in den einzelnen Querschnitten darstellen, mit denen, wenigstens bei komplizierten Radquerschnitten, nur angenähert richtige Ergebnisse erzielt werden können; immerhin ist die Fehlergrenze in der Regel schon sehr eng gesteckt. Zu diesen Beziehungen zwischen Querschnitt F und dazu senkrechter Geschwindigkeit c_m treten nun noch die Gleichungen, die die Umfangsgeschwindigkeit enthalten (Gl. 10):

$$(10) \qquad \begin{cases} u_1 = \dfrac{\pi D_1 n}{60 \sqrt{2gH}} \\ u_2 = u_1 \dfrac{D_2}{D_1}. \end{cases}$$

Soll nun ein Laufrad gegebenen Konstruktionsangaben H, Q, N, n entsprechen, so ist damit auch ein bestimmtes Verhältnis unter den erwähnten Abmessungen, Durchmessern und Breiten, einzuhalten. Am besten bekommen wir ein Bild hierüber durch den Ausdruck der Systemzahl (spezifische Drehzahl), der nach Gl. 16 die Form hat:

$$(16) \qquad n_s = \frac{n}{H} \sqrt{\frac{N}{\sqrt{H}}}.$$

Schon im I. Teil wurde gezeigt, daß für die Francisturbine dieser Ausdruck auch wie folgt geschrieben werden kann:

$$(24) \qquad n_s = 576\, u_1 \frac{D_s}{D_1} \sqrt{\varphi \cdot c_s \cdot \eta},$$

wenn der Querschnitt $\frac{\pi}{4} D_s^2$ durch Einbauten (Welle, Nabe) verengt wird auf

$$F'_s = \varphi \frac{\pi}{4} D_s^2.$$

Ist der Saugrohrquerschnitt frei von Einbauten, so wird

$$\varphi = 1 \quad \Big| \quad n_s = 576\; u_1 \frac{D_s}{D_1} \sqrt{c_s \cdot \eta}.$$

Ferner kann

$$u_1 \frac{D_s}{D_1} = u_s$$

als Umfangsgeschwindigkeit auf dem Durchmesser D_s eingeführt und die Gleichung in der Form

$$(25) \qquad n_s = 576\, u_s \sqrt{\varphi \cdot c_s \cdot \eta}$$

geschrieben werden.

Hiebei sind die Einheiten in m und s, die Erdbeschleunigung g mit dem Wert 9,81 m/s² eingesetzt. Währenddem Gleichung 16 die Systemzahl als Ergebnis aus den Konstruktionsangaben erscheinen läßt, enthalten Gl. 24 und 25 Geschwindigkeiten und Abmessungen des Laufrades. Die Sytsemzahl von gegebener Größe wird erreicht, wenn das Produkt aus den Faktoren u_1, $\frac{D_s}{D_1}$, $\sqrt{c_s}$, $\sqrt{\eta}$ einen bestimmten Wert hat; das besagt jedoch nicht, daß es ganz gleichgültig sei, wie man die einzelnen Faktoren innerhalb des Produktes wählt, wie folgende Überlegung zeigt:

Der am wenigsten veränderliche Faktor ist η; denn der Wirkungsgrad soll ja bei jeder Turbine so hoch wie möglich sein. Es wäre grundverkehrt, ihn etwa behufs Verkleinerung von n_s oder zur Vergrößerung

eines Nebenfaktors in dem maßgebenden Produkt erniedrigen zu wollen. Anderseits ist es dem Konstrukteur aber auch nicht möglich, die Summe der Verluste unter einen bestimmten Wert herabzudrücken, den Wirkungsgrad also über eine gewisse Größe hinaufzubringen. Wie man sieht, besteht die ganze Veränderlichkeit dieses Faktors in der Verschiedenheit des Wirkungsgrades je nach Systemzahl, Konstruktionsart und Größe der Turbine, also in einem Unterschied, der der Natur der Sache nach nur wenige Prozente ausmachen kann.

Die mittlere Saugrohrgeschwindigkeit c_s unterliegt ebenfalls nicht allzuweitgehenden Veränderungen, weil sie nicht oder nicht sehr viel kleiner gehalten werden kann als die Meridiankomponente der Austrittsgeschwindigkeit c_2, deren Quadrat c_2^2 bekanntlich den Austrittsverlust bestimmt oder sogar mit ihm identisch ist; c_s kann daher nur über 0,22 bis 0,25 gesteigert werden, wenn durch entsprechende Ausbildung des Saugrohres (s. Abschn. über das Saugrohr) dafür gesorgt ist, daß man mit Sicherheit auf einen erheblichen

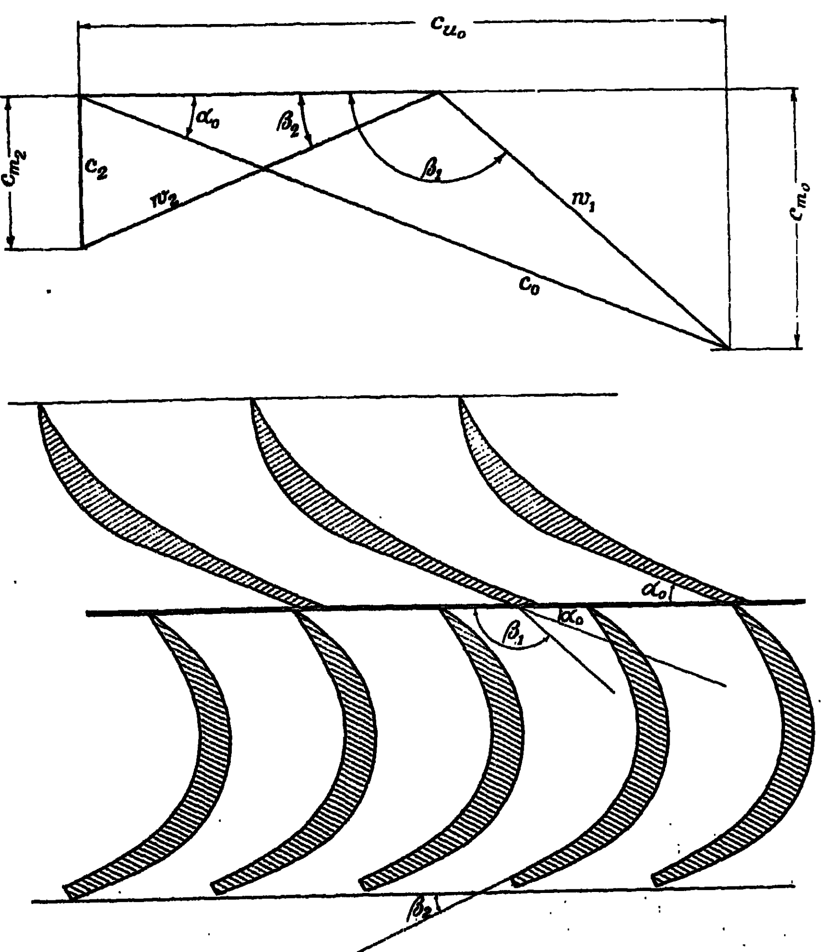


Abb. 10 und 11. Diagramm und Schaufelung einer langsamlaufenden Turbine (Freistrahlturbine): $c_0 = c_i$; $c_{\varrho}^2 = 0$; $u_1 = 0{,}48$.

Rückgewinn des Austrittsverlustes rechnen kann. Immerhin ist man genötigt, für sehr große Systemzahlen auch c_s nach Möglichkeit zu erhöhen.

Das Verengungsverhältnis φ ist zumeist sehr nahe an 1 gelegen und kann häufig mit diesem Wert in die Gleichung eingesetzt werden, ausgenommen bei Propeller- und Kaplanturbinen, bei denen φ auf 0,9 ÷ 0,75 sinken kann.

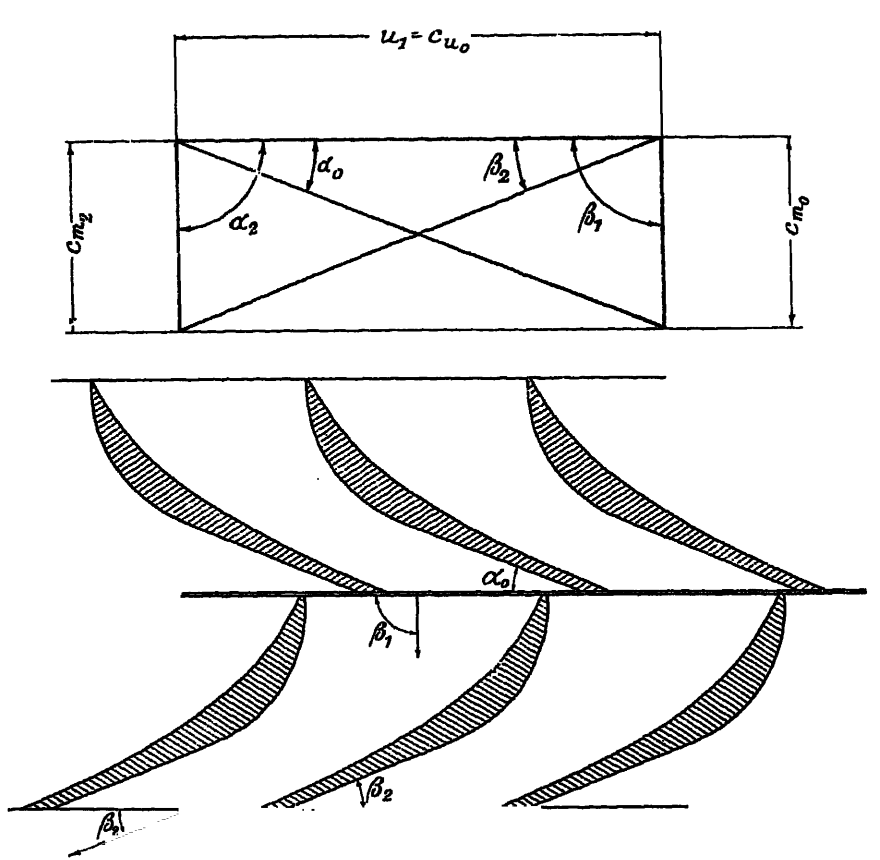


Abb. 12 und 13. Diagramm und Schaufelung einer Turbine mit $\beta_1 = 90^0$; $u_1 = 0{,}64$.

Das Verhältnis $\frac{D_s}{D_1}$ (D_1 auf der mittleren Stromlinie gemessen), kann in sehr weiten Grenzen geändert werden. Es besteht kein Hindernis, es zur Erreichung kleiner Systemzahlen bis auf 0,5 und nötigenfalls noch etwas niedriger herunterzudrücken oder anderseits D_s im Falle hoher Systemzahl auf 1,3 bis 1,5 D_1 zu bringen. Näheres s. unter B) Genauere Rechnungsverfahren. Schnelläufer. § 16 u. f.

Auch die spezifische Umfangsgeschwindigkeit am Laufradeintritt, u_1, bietet die Möglichkeit verhältnismäßig weitgehender Änderung. Bekanntlich gilt für einen Wasserfaden mit senkrechtem absolutem Austritt die einfache Gleichung

$$u_1 \, c_{u_0} = \frac{\eta_h}{2}.$$

Soweit der hydraulische Wirkungsgrad η_h als annähernd unabhängig von der Veränderlichkeit von u_1 angesehen werden darf, kann u_1 in dem Produkt $u_1\, c_{u_0}$ beliebig geändert werden, wenn nur der zweite Faktor sich umgekehrt proportional dem ersten ändert. Es entstehen so beispielsweise Diagramme nach

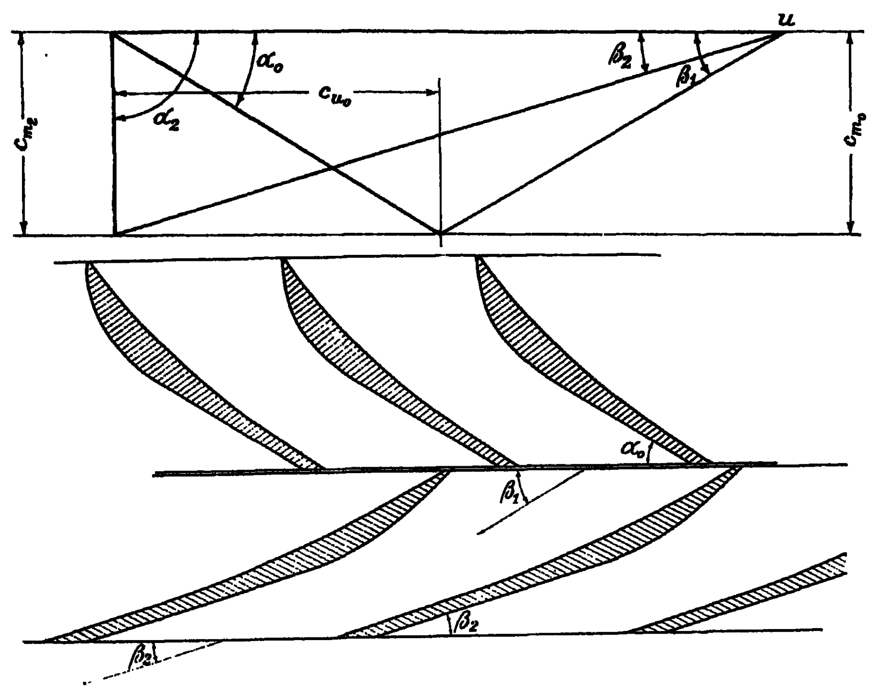


Abb. 14 und 15. Diagramm und Schaufelung einer raschlaufenden Turbine mit $u_1 = 0{,}9$.

Abb. 10, 12 und 14; die ihnen entsprechenden Schaufelungen zeigen Abb. 11, 13 und 15. Das erste Diagramm weist verhältnismäßig große absolute Eintrittsgeschwindigkeit c_0 und dementsprechend kleinen Spaltüberdruck (nach Abb. 10 gleich 0)

$$c_p^2 = c_i^2 - c_0^2$$

auf, auch wird der relative Eintrittswinkel β_1 größer als 90^0 und die gesamte Ablenkung im Laufrad $\beta_1 - \beta_2$ verhältnismäßig groß; damit wächst auch die Schwierigkeit, im Laufradkanal die Wirbelverluste in engen Grenzen zu halten.

Der oben angegebene Spaltüberdruck entspricht jedoch erst dem Mittelwert zwischen zwei aufeinander folgenden Schaufeln; er ist an der Fläche kleinen Druckes, am Rücken der Schaufel noch erheblich kleiner als der Mittelwert. Bei zu starker Verkleinerung des Spaltüberdruckes würde sich am Schaufelrücken, besonders wenn die Turbine mit hohem Saugefälle arbeitet, der im Wasser stets absorbierte Sauerstoff lebhaft ausscheiden und im Moment des Ausscheidens kräftig auf das Schaufelmaterial einwirken, so daß schwammartige Anfressungen, wie sie Abb. 16—19 zeigen, entstehen. Die ersten zwei Abbildungen zeigen Rücken- und Vorderseite der Schaufel einer Francisturbine, die trotz des einwandfreien Stahlgußmaterials schon nach einigen Monaten Betrieb die Anfressungen der gezeigten Art aufwies. Die letzten zwei Abbildungen stellen den Ausschnitt eines innen beaufschlagten

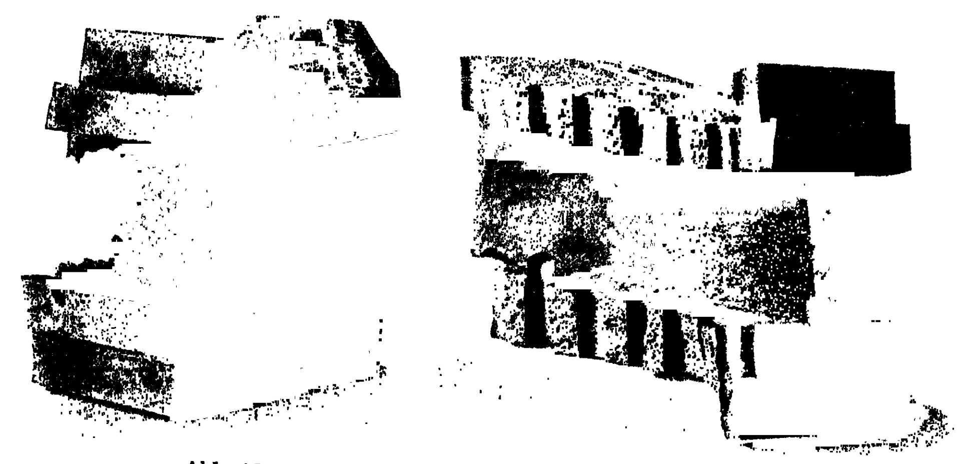


Abb. 16. Abb. 17.

Abb. 16 und 17. Angefressene Schaufel einer Francisturbine mit kleinem Spaltüberdruck.

Abb. 18.

Abb. 19.

Abb. 18 und 19. Schaufeln einer innen beaufschlagten Grenzturbine.

Laufrades, Abb. 18 von der Eintritts-, Abb. 19 von der Austrittsseite her gesehen, dar. Diese Erscheinungen und ihre Ursache lassen es ohne weiteres verstehen, daß heute Umfangsgeschwindigkeiten unter etwa 0,65 bei Francisturbinen nicht oder nur mehr selten angewendet werden. Mit der Steigerung von u_1 nehmen, wie ein Vergleich der Abb. 10, 12 und 14 zeigt, die Relativgeschwindigkeiten rasch zu, und zwar w_2 sofort, w_1 nach einem Minimum, so daß nur unter Beobachtung aller auf Verminderung der Reibungsverluste hinzielenden Maßnahmen (s. Abschnitt über Schnelläufer) eine allzu rasche Abnahme des Wirkungsgrades verhindert werden kann, denn es ist immerhin eine meßbare, zunächst allerdings nur sehr langsam wachsende Abnahme des Wirkungsgrades und eine allmählich ungünstiger werdende Form der Wirkungsgradkurve als mittelbare Folge zu stark erhöhter Umfangsgeschwindigkeit festzustellen. Das Diagramm Abb. 20 kann, für die Wassermenge besten Wirkungsgrades, etwa als günstigste Mittelform angesehen werden, von der man sich nicht unnötigerweise stark entfernt.

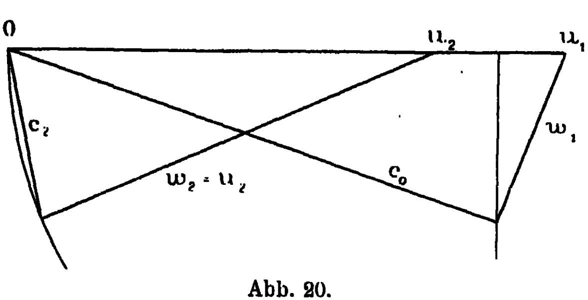


Abb. 20.

Ist durch den Wert der Systemzahl n_s das Produkt der Faktoren u_1, $\frac{D_s}{D_1}$, $\sqrt{c_s}$ so gegeben, daß nicht alle gleichzeitig mit ihren günstigsten Werten eingesetzt werden können, so wird man selbstverständlich nicht einen einzelnen auf Kosten der andern von seinem günstigsten Wert zu weit abweichen lassen, sondern alle drei so verändern, daß der Wirkungsgrad möglichst wenig in ungünstiger Weise beeinflußt wird. Dem geübten Konstrukteur kann die Freiheit, die er trotzdem noch in der Wahl der einzelnen Faktoren hat, nur willkommen sein; den Anfänger und den Studierenden bringt sie leicht in Verlegenheit und lediglich um über diese letztere hinwegzuhelfen, sind in den Tabellen I und II für verschiedene spezifische Drehzahlen Gruppen gut zusammenpassender Werte angegeben.

Mit Hilfe der Tabellenwerte läßt sich c_{m_2} wie folgt bestimmen:

$$c_{m_3} = c_s \frac{F_s}{F_3},$$

$$c_{m_2} = c_{m_3} \frac{t_2}{t_2 - \Delta_2}.$$

Der reziproke Wert des Verengungsfaktors $\frac{t_2}{t_2 - \Delta_2}$ kann allerdings vorerst, d. h. solange die Schaufelung noch nicht feststeht, nur geschätzt werden; zur Aufstellung des ersten Diagrammes genügt es jedoch, ihn etwa wie folgt in die Gleichung einzuführen:

D_{2a}	$=$	500	1000	3000 mm
$\frac{t_2}{t_2 - \Delta_2}$	$\sim$	1,2	1,15	1,05

Für kleinere n_s werden die angegebenen Werte eher etwas größer, für große n_s noch näher an 1 gewählt als angegeben.

Anstatt u_{2_e} zu wählen und den entsprechenden Durchmesser daraus zu rechnen, nimmt man bei $n_s > 100$ besser den meridianen Abstand $l_{m(e)}$ zwischen Ein- und Austrittspunkt der äußersten Schaufelung (e) an zu

$$l_{m(e)} = \lambda \sqrt{D_{1(e)}},$$

wobei λ zwischen $n_s = 70$ und 400 etwa mit 8 bis 4,5 eingesetzt werden kann ($l_{m(e)}$ und $D_{1(e)}$ in mm).

Die Tabellen I und II sind unter Annahme eines Wirkungsgrades $\eta_{(\varphi_{max})}$ von 0,85 aufgestellt.

Hiebei ist eine Turbine mittlerer Größe von 1 m größtem Durchmesser der Schaufelreihe (bei Langsamläufern $D_{1(e)}$, bei Schnellläufern $D_{2(e)}$) vorausgesetzt. Bei einem Rad anderer Größe, aber der gleichen Turbinenreihe (proportionale Vergrößerung oder Verkleinerung der Abmessungen) wäre eines der folgenden Modellgesetze anzuwenden:

Tabelle I.

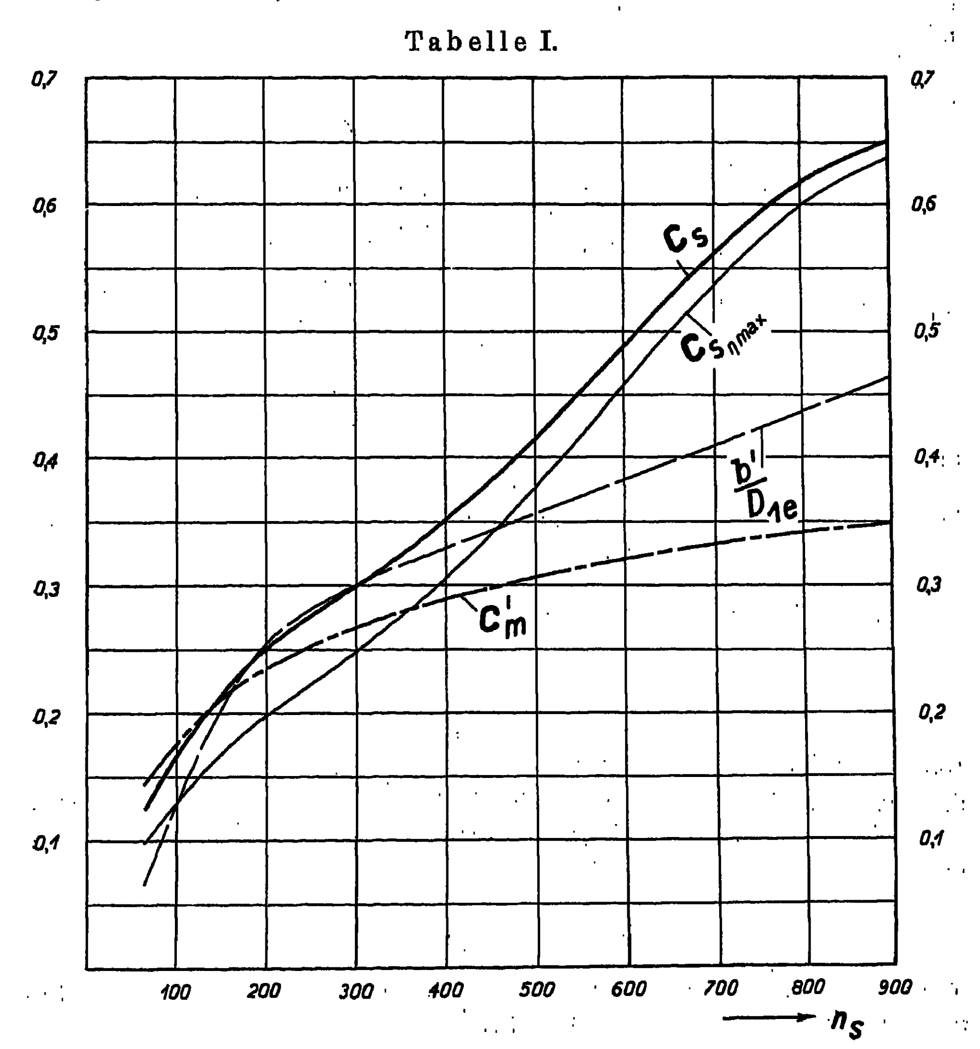
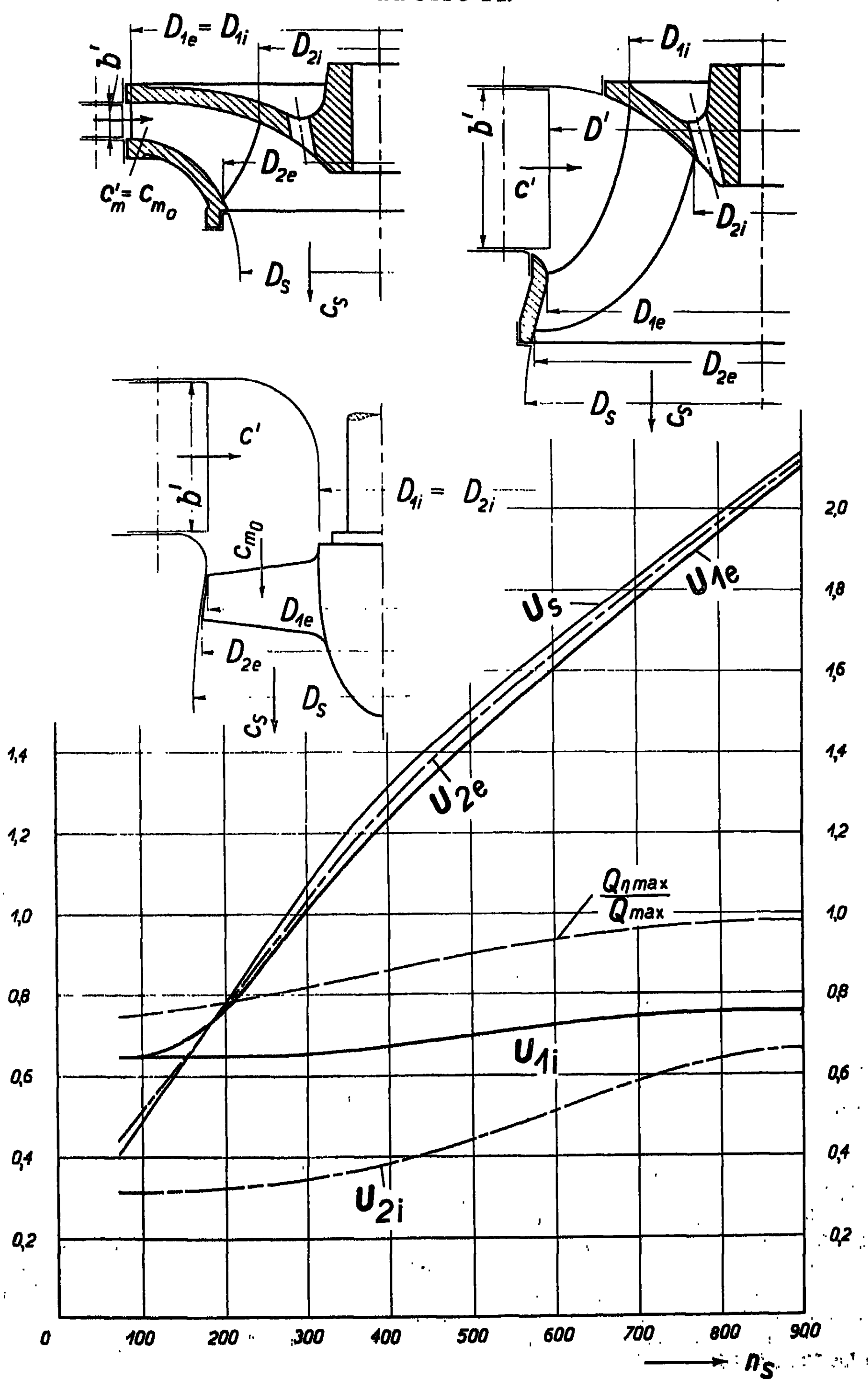


Tabelle II.



$D_{1e} = D_{1i}$
D_{2i}
b'
$c'_m = c_{m_0}$
D_{2e}
D_s
c_s
D_{1i}
D'
c'
D_{2i}
D_{1e}
D_{2e}
D_s
c_s
c'
b'
$D_{1i} = D_{2i}$
c_{m_0}
D_{1e}
D_{2e}
c_s
D_s
U_s
U_{1e}
U_{2e}
$\frac{Q_{\eta max}}{Q_{max}}$
U_{1i}
U_{2i}
1,4
1,2
1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
0
100
200
300
400
500
600
700
800
900
2,0
1,8
1,6
n_s

nach Moody

(26) $$\eta = 1 - (1 - \eta_{\text{mod}}) \left(\frac{D_{\text{mod}}}{D}\right)^{1/4}$$

(26a) $$D_{\text{mod}} = 1\ \text{m} \quad | \quad \eta = 1 - (1 - \eta_{1\,\text{m}}) \sqrt[4]{\frac{1}{D}}$$

oder nach Fromm [1]

(27) $$\eta = \left[1 - \left(1 - \frac{\eta_{\text{mod}}}{\eta_{m(\text{mod})}}\right)\left(\frac{D_{\text{mod}}}{D}\right)^{0{,}314}\right]\eta_m.$$

$\eta_{m(\text{mod})}$ und η_m bedeuten die mechanischen Wirkungsgrade von Modell und Ausführung. Ferner gibt Staufer [2] folgende, auch den Einfluß des Gefälles berücksichtigende Gleichung an:

(27a) $$\eta = \left[1 - \left(1 - \frac{\eta_{\text{mod}}}{\eta_{m(\text{mod})}}\right)\sqrt[4]{\left(\frac{D_{\text{mod}}}{D}\right)}\cdot\sqrt[8]{\left(\frac{H_{\text{mod}}}{H}\right)}\right]\eta_m.$$

$\eta_{m(\text{mod})}$ kann in der Regel durch Versuche bestimmt werden. Bei guten Ausführungen ist es sehr nahe an 1. Der Gesamtwirkungsgrad η_{mod} der Modellturbine ist natürlich immer kleiner als der mechanische; nach den Ausführungen im I. Teil ist

$$\eta = \eta_h\left(1 - v_{sp}\,\frac{Q_{\max}}{Q}\right) - v_m\,\frac{Q_{\max}}{Q}\,\frac{n}{n_{(n)}},$$

wo v_{sp} den auf $Q_{\max}$ bezogenen Spaltverlust $\frac{Q_{sp}}{Q_{\max}}$ und v_m den auf $Q_{\max}$ und normale Drehzahl $n_{(n)}$ bezogenen mechanischen Verlust bedeuten.

$$\eta_m = 1 - v_m\,\frac{Q_{\max}}{Q}\,\frac{n}{n_{(n)}}.$$

Bei neuzeitlichen Turbinen großer Leistung sind Wirkungsgrade η von 0,88 bis 0,92 erreicht worden.

An Hand der Tabellen lassen sich nun die Hauptabmessungen des Rades und damit auch die der ganzen Turbine leicht feststellen.

Die in den Tabellen I und II angegebenen Wahlgrößen werden natürlich von den verschiedenen Firmen und Turbinenkonstrukteuren nicht gleich gewählt. Einen Beitrag über Erfahrungswerte haben seinerzeit Dipl.-Ing. Büchele und Dipl.-Ing. Scheuer veröffentlicht [3]; allerdings sind die von ihnen gemachten Angaben heute zum Teil überholt. Neueren Datums sind die von Ahlfors gemachten Vorschläge [4].

Der Saugrohrdurchmesser D_s ergibt sich aus der Überlegung, daß die ganze Wassermenge durch den Querschnitt vom äußeren Durchmesser D_s mit der mittleren Geschwindigkeit c_s strömt.

Im Fall einer Verengung des Kreisquerschnittes durch die Welle oder Nabe vom Durchmesser D_i wird

(28) $$Ds = \sqrt{D_i^2 + \frac{4\,Q}{\pi\,c_s\,\sqrt{2\,g\,H}}}.$$

---

[1] Zeitschr. f. angew. Mathematik und Mechanik 1928, S. 329; ferner Oesterlen: Fortschritte im Bau von Wasserturbinen, V.D.I.-Z. 1928, S. 1741 u. f.

[2] Staufer, Einflüsse auf den Wirkungsgrad von Wasserturbinen, V.D.I.-Z. 1925, S. 415 u. f.; s. a. Haeger, Wasserkraft und Wasserwirtschaft, 1927, S. 254 u. f.

[3] Büchele und Scheuer, Bestimmungsgrößen für Francislaufräder, Zeitschr. f. d. gesamte Turbinenwesen 1909, Heft 17; ferner: Reichel, Francisturbinen-Schnelläufer, Zeitschr. f. d. gesamte Turbinenwesen 1909, Heft 27.

[4] Ahlfors, Beitrag zum Entwurf des Laufrades einer Francisturbine, V.D.I.-Zeitschr. 1926, S. 85.

Der Wellendurchmesser kann, für diese Überschlagsrechnung genügend genau, nach den Gleichungen

$$d > 12 \sqrt[3]{\frac{N}{n}} \text{ [1]} \quad \Big| \quad d > 12 \sqrt[4]{\frac{N}{n}}$$

bestimmt werden, wobei der größere der beiden erhaltenen Werte für ungeschwächten Querschnitt zur Ausführung gelangt, während geschwächte Querschnitte, wie Keilnutenstellen, mit etwas größeren Durchmessern auszuführen sind.

Der Eintrittsdurchmesser D_1 ist bestimmt durch die gegebene Drehzahl n und die der Tabelle zu entnehmende spezifische Umfangsgeschwindigkeit u_1.

(29)
$$D_1 = \frac{60 \cdot u_1 \cdot \sqrt{2\,g\,H}}{\pi \cdot n}.$$

Die Breite b' am Austritt des Leitrades wird erhalten als Abmessung des Querschnittes senkrecht zu c'_m, durch den ebenfalls die ganze Wassermenge durchtritt.

(30)
$$b' = \frac{Q}{\pi \cdot D' \, c'_m \sqrt{2\,g\,H}}.$$

Mit diesen drei Werten ist die Turbine in ihren Hauptabmessungen bestimmt.

Das Laufrad.

Zur Erleichterung des Verständnisses für die Beziehungen zwischen absoluter und relativer Bewegung soll dem Hauptteil dieses Abschnittes eine kurze Erörterung des Zusammenhanges von relativer und absoluter Bahn vorangestellt werden.

§ 4. Relativer und absoluter Wasserweg.

Ein recht gutes Urteil darüber, ob ein relativer Wasserweg, d. h. eine Schaufellinie gut geformt ist oder nicht, gewinnt man oft durch die Aufzeichnung des entsprechenden absoluten Wasserweges. Von einem feststehenden Punkt aus beobachtet, durchläuft das Wasserteilchen den absoluten Weg, während ein sich mit dem Rad drehender Beobachter den Eindruck hat, das Teilchen folge der relativen Bahn.

In Abb. 21 stelle $a\,a$ den relativen Wasserweg eines sich durch die Mitte des Laufradkanals bewegenden Wasserteilchens dar. Bei verhältnismäßig kleinen Abständen der einzelnen Schaufeln wird er genügend genau erhalten, wenn die durch Kreise um die Achse herausgeschnittenen Strecken zwischen zwei Schaufeln halbiert werden, oder in anderer Annäherung, als Verbindungs-

[1] Die erste Formel entspricht bekanntlich einer bestimmten Beanspruchung des Materials bei reiner Drehbeanspruchung von 210 kg/cm², die zweite einer Deformation (Verdrehung) von 1/4° für jeden m Wellenlänge.

linie der Mittelpunkte der in den Kanal eingeschriebenen Kreise. Wir setzen, um gleich spezifische Geschwindigkeiten zu erhalten, das Gefälle mit $\frac{1}{2g}$ voraus. Zur Zeit $t = 0$ sei das zu betrachtende Wasserteilchen im Punkt P angelangt und es ist nun die Aufgabe zu lösen, seine absolute Bahn zu suchen. In einem Zeitelement dt bewegt es sich längs seiner relativen Bahn um $ds' = w\,dt$ nach P' und radial um $dr = w \cdot \sin\beta \cdot dt$ vorwärts. Während derselben Zeit dreht sich das Rad um den Winkel $P'OP'' = A'OA''$, der Punkt A' auf dem Durchmesser D_1 legt also den Weg $A'A''$ zurück. P''' ist die P'' entsprechende, neue absolute Lage des Wasserteilchens, also einer von den gesuchten Punkten.

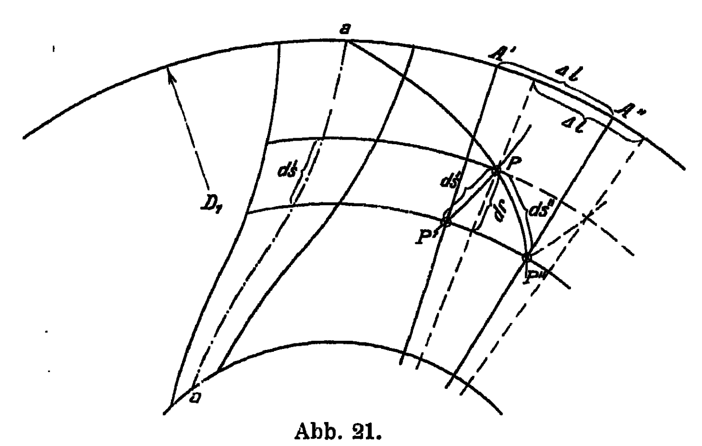


Abb. 21.

Aus

$$A'A'' = u_1\,dt$$

$$dr = w \sin\beta \cdot dt$$

$$dt = \frac{dr}{w \sin\beta}$$

erhält man

$$A'A'' = dl = \frac{u_1\,dr}{w \sin\beta}.$$

Wird die Summe aller Kanalquerschnitte auf dem Umfang mit F bezeichnet, und mit q der Ausdruck $\frac{Q}{\sqrt{2gH}}$, so ist

$$w \sin\beta \cdot F = q$$

und daher

$$dl = \frac{u_1}{q} F\,dr$$

$$l = \frac{u_1}{q} \int F\,dr = \frac{u_1}{q} \cdot J \cdot z.$$

$\int F\,dr$ ist nämlich nichts anderes, als der Inhalt J eines Kanales zwischen zwei Flächen F multipliziert mit der Anzahl z aller Zellen.

Man wird also den Kanal durch Kreise in eine Anzahl Abschnitte einteilen und ihre Inhalte J_1, J_2, . . . ausrechnen, die daraus erhaltenen

(31)
$$\begin{cases} \Delta l_1 = \frac{u_1}{q} \cdot z \cdot J_1 \\ \vdots \qquad\qquad \vdots \\ \Delta l = \frac{u_1}{q} \cdot z \cdot J, \end{cases}$$

wie in Abb. 21a angedeutet, auftragen und die durch die Radien abgeschnittenen Stücke auf den entsprechenden Kreisen bis zur relativen Bahn zurückschieben.

Etwas einfacher gestaltet sich die Konstruktion, wenn w ganz oder angenähert konstant ist (axiale und annähernd auch radiale Freistrahlturbinen). Hier schreitet das Teilchen auf der relativen Bahn im Zeitelement dt um $w\,dt$, der Umfang mit der Geschwindigkeit u_1 um $u_1\,dt$ vorwärts, so daß

$$ds' = w\,dt,$$

$$dt = \frac{ds'}{w}$$

$$dl = u_1\,dt = \frac{u_1}{w}\,ds'$$

$$l = \frac{u_1}{w}\,s' \tag{32}$$

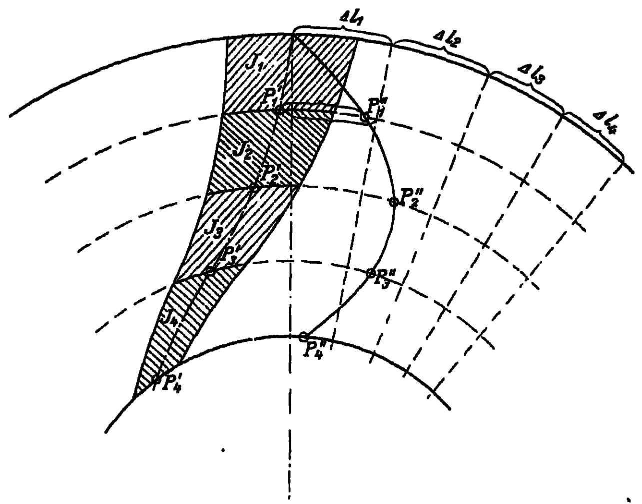


Abb. 21a. Absoluter und relativer Wasserweg.

ist. Man hat also hier nur auf dem relativen Weg (s. Abb. 22) durch mehrmaliges Abtragen einer beliebig klein gewählten Strecke s' Punkte 1, 2, 3 usw. aufzutragen, nach Gleichung 32 l durch Rechnung oder graphisch mit Hilfe des Eintrittsdreieckes die zu s' gehörige Strecke l zu suchen und diese von den Punkten 1, 2, 3 ... in Richtung der Umfangsgeschwindigkeit 1, 2, 3 ... mal abzutragen, um in den Endpunkten der so erhaltenen Strecken Punkte des absoluten Wasserweges zu gewinnen.

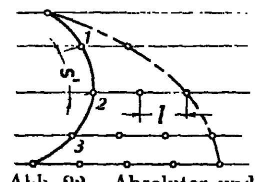


Abb. 22. Absoluter und relativer Wasserweg einer axialen Freistrahlturbine.

§ 5. Form des Rotationshohlraumes Leitrad-Laufrad.

In § 3 wurden die Hauptabmessungen des Laufrades D_s, D_1 und b' in ihren Verhältnissen zueinander erörtert und ihre Größe durch die Gleichungen 28, 29 und 30 festgelegt. Aus ihnen muß zunächst die Form des Rotationshohlraumes entwickelt werden, den Leit- und Laufrad bilden und der von den Schaufeln der beiden Räder durchsetzt ist.

Das aus dem Leitrad in der Regel radial nach innen strömende Wasser muß meridian, (d. h. abgesehen von der Umfangskomponente) durch die Nabenscheibe des Laufrades, den sog. Laufradboden oder durch den oberen Leitraddeckel bis in die axiale Richtung umgelenkt werden. Zu diesem Zweck wird diese obere, den Rotationshohlraum begrenzende Fläche im Meridianschnitt durch eine Kurve gebildet, die zumeist am Leitradaustritt, manchmal etwas später, senkrecht zur Achse oder schon ein klein wenig geneigt dazu beginnt und schließlich unter einem Winkel von $\sim 30^0$ oder tangential an die Begrenzungslinie der Welle oder Nabe anschließt. Diese Kurve wird

zumeist als Kreisbogen ausgeführt oder aus einem solchen und ein bis zwei geraden Stücken zusammengesetzt, s. Abb. 23.

Die äußere Begrenzungslinie des Rotationshohlraumes führt vom Ende des Leitrades als stetige Kurve bis zur Saugrohr-Erzeugenden. Zwischen den zwei Möglichkeiten, sie zuerst, d. h. nahe der Eintrittskante oder aber erst später gegen das Saugrohr zu stärker zu krümmen, wird stets die erstere bevorzugt, hauptsächlich weil es weit besser ist, die Ablenkung des Wassers von der radialen in die axiale Richtung noch in einer Zone möglichst hohen Druckes vorzunehmen, in der die unvermeidlichen Druckunterschiede auf Normalen zu den Strombahnen wenigstens im Verhältnis zum Gesamtdruck keine zu großen Werte annehmen: Bei Turbinen von hoher Systemzahl wird mehr und mehr die gesamte Umlenkung zwischen Leitrad und Laufrad gelegt.

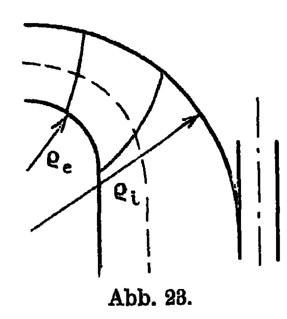


Abb. 23.

Die äußere Begrenzungskurve nimmt übrigens mit wechselnder Systemzahl ziemlich starke Veränderungen hinsichtlich Form und Lage an, wie aus dem Vergleich der Abb. 23, 24, 25, 52 und 54 hervorgeht. Sie soll jedenfalls immer so gezogen werden, daß sie an und nahe der Austrittskante nur mehr eine kleine Neigung von 0 bis 20° bis 30° gegen die Achse besitzt.

Gestalt und Lage von Ein- und Austrittskante könnten zwar ebenfalls durch allgemein gültige Angaben festgelegt werden, doch wird auch hier die Erklärung durchsichtiger, wenn man die Erörterung mit den Langsamläufern beginnt, von ihnen zu den Normalläufern übergeht und von da zu den Schnelläufern, d. h. wenn man von den einfacheren zu den schwierigeren Konstruktionen fortschreitet. Unter Langsamläufern sind hier Räder mit einer Systemzahl von etwa 50—100, unter Normalläufern solche mit einem n_s von 100 bis etwa 220, unter Schnelläufern solche mit größerem n_s verstanden. Wie schon aus den Tabellen I und II hervorgeht, sind die Übergänge zwischen den einzelnen Stufen durchaus stetig, die angegebenen Grenzen daher nicht scharf; sie können vielmehr je nach Belieben und Geschmack etwas nach oben oder nach unten verschoben gedacht werden. Trotzdem zeigen die verschiedenen Stufen auch ziemlich verschiedene Eigentümlichkeiten, so daß es bequem erscheint, sie auch in der Konstruktion etwas auseinander zu halten.

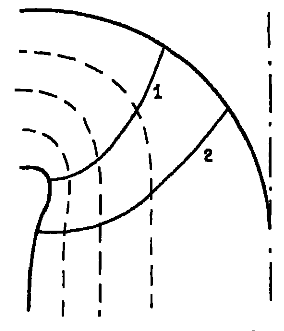


Abb. 24. Ausbildung des Rotationshohlraumes eines raschlaufenden Francis-Laufrades.

A) Francisturbinen kleiner spezifischer Drehzahl.

Die rechnerische Behandlung und Untersuchung der Francisturbinen niedriger spezifischer Drehzahl ist etwas verschieden von der Berechnung der Räder höherer spezifischer Drehzahlen, insofern als bei den ersteren verschiedene vereinfachende Annahmen zulässig erscheinen, die bei den letzteren zu ungenaue Ergebnisse liefern würden. So dürfen, solange es sich

noch um Räder mit kleinem n_s handelt, die Geschwindigkeits- und Pressungsunterschiede quer zu den Stromlinien und innerhalb einer Teilung zwischen zwei Schaufeln vernachlässigt werden, ohne daß der Rechnungsfehler dadurch unzulässig groß würde. Bei Rädern für höheres n_s wäre das gleiche Verfahren nicht mehr angängig und die Behandlungsweise in den entsprechenden Abschnitten unterscheidet sich denn auch in erster Linie dadurch von der hier angegebenen, daß einmal die erwähnten Vereinfachungen zugelassen werden, das andere Mal nicht.

§ 6. Hauptabmessungen von Leit- und Laufrad.

Die Hauptabmessungen: Saugrohrdurchmesser D_s, Eintrittsdurchmesser D_1 und Leitradbreite b', bei niedrigem n_s gleich b_0, werden aus dem schon angegebenen Grund bei Turbinen von niedrigem n_s unter Annahme von »mittleren« Geschwindigkeiten bestimmt.

Um an den einfachsten Fall einer Francisschaufelung anknüpfen zu können, wie er in den Hauptzügen schon im I. Teil dieses Werkes behandelt worden ist, sei ein Rad sehr kleiner spezifischer Drehzahl vorausgesetzt; auch werde in die allgemeinen Erörterungen gleich ein Zahlenbeispiel eingeflochten.

Angenommen, es sei eine Turbine für folgende Angaben zu konstruieren:

Nutzgefälle	$H = 80$ m
Größte Leistung	$N = 660$ PS
Drehzahl i. d. Min.	$n = 750$.

Nimmt man den Wirkungsgrad (als Rechnungsannahme lieber etwas zu nieder als zu hoch!) für die größte Wassermenge Q zu

$$\eta = 0{,}83$$

an, so erhält man einerseits die Wassermenge

$$Q = \frac{75 \cdot N}{\gamma H \eta} = \frac{75 \cdot 660}{1000 \cdot 80 \cdot 0{,}83} = 0{,}75 \text{ m}^3/\text{s},$$

anderseits die Systemzahl oder spezifische Drehzahl

$$n_s = \frac{n}{H} \sqrt{\frac{N}{\sqrt{H}}} = 80{,}5.$$

Unter Anlehnung an die Tabellen I und II wählen wir als zusammenpassende Größen für $Q = Q_{max}$:

$c_s = 0{,}15$; $c_{m3} = 0{,}16$; $c_{m2} = 1{,}15 \cdot c_{m3} = 0{\cdot}185$; $u_1 = 0{,}65$; $c_{m0} = 0{,}185$

und erhalten aus den Gleichungen 28, 29 und 30

$$D_s = 0{,}40 \text{ m} = 400 \text{ mm}$$

$$D_1 = 0{,}65 \text{ m} = 650 \text{ mm}^1,$$

$$b' = b_0 = 0{,}05 \text{ m} = 50 \text{ mm}.$$

Gewöhnlich werden in der Praxis die Eintrittsdurchmesser gern auf 50, bei großen Turbinen auch auf 100—200 mm auf- oder abgerundet, natürlich unter

---

[1] Es ist hier zulässig auf die zweite Stelle auf- oder abzurunden, da die Fehlergrenzen der Ausführung gewöhnlich eine größere Genauigkeit der Rechnung unbegründet erscheinen lassen und überdies die Drehzahl der Maschine und damit u_1 im Betrieb, wenn auch in engen Grenzen, immer veränderlich ist.

nachträglicher Verbesserung des zuerst angenommenen Wertes für u_1. Die Begrenzung des Laufradbodens kann nun, wie schon auf S. 25 und 26 angegeben, gezogen werden, s. Abb. 25 und 39.

Man ziehe die Meridianlinie des äußern Laufradkranzes zunächst nach Augenmaß so, daß sie, am Eintritt wagrecht oder schon etwas geneigt beginnend, an die Saugrohrlinie anschließt. Oft wird sie gegenüber derjenigen des Laufradbodens so geführt, daß, unter Vorbehalt späterer Verbesserung wegen verschieden großer Schaufelstärken, die zwischen den beiden Rotationsflächen eingeschlossenen Querschnitte senkrecht zu den Meridianlinien gleiche Größe haben, denn es liegt in der Regel kein besonderer Grund vor, die Meridiangeschwindigkeiten am Ein- und Austritt des Laufrades verschieden zu wählen, wenigstens bei den Langsamläufern nicht. Sollten die Übergänge nicht genau zusammenpassen, so können sie durch sanfte Übergangskurven hergestellt werden.

Der Bedingung gleicher Querschnitte entspricht die Gleichung:

$$D_x\, b_x \left(\frac{t_x - \Delta_x}{t_x}\right) = D_1\, b_0,$$

wobei b_x als senkrechte Trajektorie zwischen den Meridianlinien von Boden und Kranz, D_x als Schwerpunktsdurchmesser dieses Kurvenstücks gedacht ist (Guldin'sche Regel); t_x und Δ_x bedeuten Teilung und Schaufelstärke auf dem Kreis mit dem Durchmesser D_x gemessen.

§ 7. Lage und Form von Ein- und Austrittskante.

Liegen die Begrenzungen von Laufradboden und Kranz fest, so sind Ein- und Austrittskante nach Lage und Gestalt anzunehmen.

Die Eintrittskante wird bei Turbinen von kleinem u_1 am besten gerade und im Abstand $\frac{D_1}{2}$ von der Achse parallel zu dieser angenommen.

Die Festlegung der Austrittskante erfordert etwas mehr Überlegung. Abb. 25 zeigt verschiedene Lagen der Austrittskante. Solange alle Wasserteilchen genau meridian austreten, hat die kurze Schaufel nach I keinen besonderen Nachteil. Sowie jedoch Umfangskomponenten c_u von erheblicher Größe im Austrittsdreieck erscheinen (verkleinerte oder vergrößerte Wassermenge, von der normalen abweichende Drehzahl), so vergrößern sich die Umfangskomponenten c_u der Wasserteilchen auf deren Wegen von der Austrittskante ins Saugrohr umgekehrt proportional dem Abstand von der Drehachse; ihre absolute Geschwindigkeit wird demnach auch erhöht. Da das Quadrat

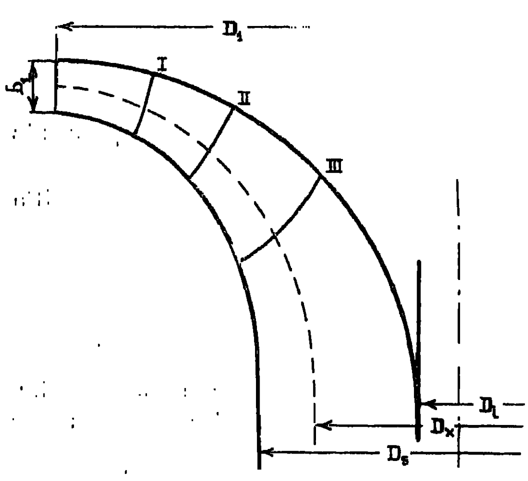


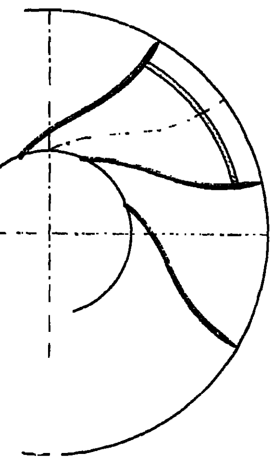
Abb. 25. Rotationshohlraum eines Rades kleiner spezifischer Drehzahl. I, II, III Austrittskanten von kurzen, mittellangen und langen Schaufeln.

dieser letztern, abgesehen von einer besondern Konstruktionsform des Saugrohres (s. Abschnitt über dieses), den endgültigen Austrittsverlust bestimmt, so wird dieser beim Vorhandensein von Umfangskomponenten c_{u_2} um so rascher ansteigen, der Wirkungsgrad in Funktion von Wassermenge oder Drehzahl aufgetragen also von seinem günstigsten Wert an, um so rascher abfallen, je größer das Verhältnis zwischen dem Durchmesser des Austrittspunktes und dem endgültigen Saugrohrdurchmesser ist, auf den das Wasserteilchen schließlich gelangt. Hieraus folgt:

1) daß die dem Laufradboden entlang strömenden Wasserteilchen dem eben erwähnten nachteiligen Einfluß der Verkleinerung des Abstandes von der Achse immer und von allen Wasserteilchen am stärksten unterworfen sind;

2) daß der Einfluß auf die ganze Turbine um so stärker sein wird, je schmaler die Turbine, je kleiner also die Systemzahl n_s ist;

3) daß im Hinblick auf die oben erwähnten Verluste kurze Schaufeln, d. h. zu weit von der Achse abstehende Austrittskanten ungünstig sind.


Abb. 26. Lange Schaufel.

Wählt man die Schaufel so lang, daß die Austrittskante stark gegen das Saugrohr hinunterrückt (III), so wird zwar der vorerwähnte Übelstand gemildert; dafür treten aber Schwierigkeiten anderer Art auf: da bei Turbinen von niedriger spezifischer Drehzahl c_2 immer klein gewählt wird und dadurch der Austrittswinkel β_2 der Schaufel nur geringe Werte erhält, so können, wenn die Austrittskante sehr nahe an der Achse sitzt, nur verhältnismäßig wenige Schaufeln auf dem kleinen zur Verfügung stehenden Umfang angebracht werden. Dies ergibt, wie aus Abb. 26 ersichtlich, große Schaufelteilung am Eintritt, dadurch große Druckunterschiede zwischen Vorder- und Rückschaufel im Eintrittsquerschnitt des Laufradkanals und damit nicht nur große Wirbelverluste, sondern auch die Möglichkeit von Anfressungen am Schaufelrücken durch den sich an Stellen kleinen Druckes oder vollständiger Ablösung des Strahles ausscheidenden Sauerstoff oder den sich bildenden Dampf (Kavitation).

Die verbleibenden Übelstände beider Art sind so groß, daß Francisturbinen mit Systemzahlen niedriger als 60—70 in der Regel nicht mehr ausgeführt werden. Damit ist auch schon gesagt, daß und warum für noch kleinere n_s die Francisturbine durch ein anderes System ersetzt werden muß. Die Abb. 1—5, Tafel 4 zeigen eine Ausnahmeform mit verschieden langen Schaufeln, die bei einer schon bestehenden Turbine notwendig wurde, um die Umfangsbeschleunigung der Wasserteilchen nach der Austrittskante der kurzen Schaufeln weiterhin in zulässigen Grenzen zu halten.

Die Austrittskante wird also so gelegt, daß keiner der beiden genannten Nachteile ein Übergewicht besitzt (s. Abb. 25, II). Einen Anhalt hierfür gibt die Angabe der Umfangsgeschwindigkeit am Austritt der innersten Stromlinie $u_{2(i)}$ (s. Tabelle II).

Das Nächstliegende scheint nun zu sein, im Aufriß die Austrittskante ungefähr als Kurve senkrecht zu den Stromlinien und damit auch zu den Begrenzungen des Rotationshohlraumes, d. h. der Bodenlinie und der Kranzlinie zu ziehen (s. Abb. 25); doch ergäbe dies, besonders bei Rädern von höheren Systemzahlen große Ungleichheiten in der Länge der Schaufelentwicklung am Boden und am Kranz. Um diesen Nachteil zu vermeiden, wird die Austrittskante im Aufriß, ausgehend von dem oben bestimmten Punkt am Laufradboden (D_{2_i}) so gegen den Kranz zu gezogen, daß sie die Stromlinien unter Winkeln schneidet, die von rechten nicht zu sehr abweichen, jedoch anderseits auch so, daß die Schaufelentwicklungen längs des Bodens und längs des Kranzes nicht zu sehr voneinander verschieden sind.

Wie schon erwähnt, kann auch, besonders bei großem n_s, der Austrittspunkt des äußeren Wasserfadens im Abstand

$$l_{m_{(e)}} = \lambda \sqrt{D_{1(e)}} \tag{33}$$

vom Eintrittspunkt gesucht werden, wobei $D_{1(e)}$ in mm und λ mit einem Wert einzusetzen ist, der, bei $n_s = 70$ mit etwa $6{,}5 \div 8$ beginnend, bis $n_s = 400$ auf etwa $4{,}5 \div 5$ sinkt.

Ein- und Austrittskante werden bei schmalen Rädern am besten ganz in eine Axialebene verlegt, so daß sie im Aufriß (Zylinderprojektion!) schon in wahrer Gestalt erscheinen.

§ 8. Festlegung der Stromlinien.

Schneidet man die Rotationsfläche, auf der ein Wasserfaden gelegen ist, durch eine Axialebene, so erhält man eine Stromlinie oder Flutbahn, die im Axialschnitt zugleich die Zylinderprojektion des Wasserfadens, d. h. des Weges eines Wasserteilchens im Raum darstellt. Bekanntlich wird der Axialschnitt immer als Zylinderprojektion aufgerissen, d. h. jeder darzustellende Punkt des Raumes wird auf seinem Radius in die Bildebene hineingedreht und nicht, wie im Falle der Orthogonalprojektion, durch den Fußpunkt des Lotes auf die Bildebene dargestellt.

Die Hauptgleichungen und Diagramme geben den nötigen Anhaltspunkt dafür, wie die aus dem Leitrad kommenden Wasserteilchen im Laufrad abzulenken sind, damit sie die gewünschten Umfangskräfte auf das Rad übertragen; die Schaufeln im letzteren sind Mittel zur Erreichung dieses Zieles. Da die Wasserteilchen, die verschiedenen Stromlinien angehören, Ein- und Austrittskante auch unter verschiedenen Bedingungen durchströmen, so genügt im allgemeinen die Festlegung des Weges eines Wasserteilchens zur Kenntnis und zur Festlegung der Gesamtströmung nicht. Es sind vielmehr deren mehrere zu untersuchen. Der erste Schritt hiezu ist die Festlegung des Aufrisses verschiedener Wasserwege, der Stromlinien. In der Regel wird auch hier von Mittelwerten der verschiedenen Geschwindigkeiten auf den Ein- und Austrittskanten ausgegangen, also z. B. von dem Ausdruck

$$\overline{c_m} = \frac{\int c_m \, d\,Q}{Q},$$

bevor man noch den Zusammenhang zwischen c_m und Q kennt, also bevor das Integral ausgewertet und daher auch bevor der Punkt genau angegeben werden kann, auf dem c_m den Wert $\overline{c_m}$ annimmt. Man wird daher z. B. auf der Aus-

trittskante den Punkt, auf dem c_m gerade dem Mittelwert entspricht, möglichst gut einzuschätzen trachten, von da auf die Werte c_m auf benachbarten Stromlinien schließen und nachträglich den Wert $\frac{\int c_m\, d\, Q}{Q}$ nochmals mit dem zuerst angenommenen $\overline{c_m}$ vergleichen; die Korrektur ist in der Regel nicht erheblich und genügt fast immer, um den genauen Werten ausreichend nahe zu kommen. Die folgenden Entwicklungen werden darüber weitere Aufklärung bringen.

Solange es sich um Räder von kleinen und auch noch mittleren Systemzahlen handelt, darf ohne allzugroßen Fehler von der gegenseitigen Beeinflussung der Wasserteilchen infolge der Krümmung der Stromlinien abgesehen, also vorausgesetzt werden (s. § 16 u. f.), daß der Druck längs einer zur Achse parallelen Austrittskante des Leitrades und längs einer ebenso gelegenen Eintrittskante des Laufrades je gleich groß sei.

Sind als Randbedingungen des Rotationshohlraumes Leit-Laufrad die Formen des oberen (inneren) und des unteren (äußeren) Kranzes gegeben, so ist aus ihnen zunächst die sog. **mittlere Stromlinie** zu suchen, die die durch das ganze Rad fließende Wassermenge in zwei gleiche Hälften teilt.

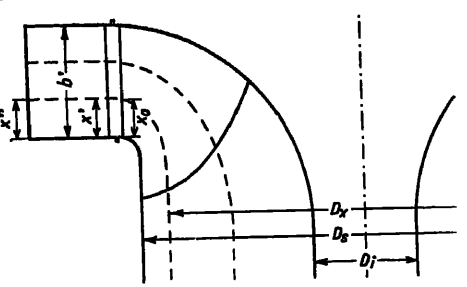


Abb. 27. Flächenunterteilung. Bestimmung der Stromlinien.

Ist das Leitrad durch zwei zur Achse senkrecht stehende Ebenen begrenzt und sind die Schaufeln zylindrische Körper mit zur Turbinenachse parallelen Erzeugenden, so ist der Druck gemäß der oben gemachten Voraussetzung längs der Ein- wie der Austrittskante des Leitrades konstant. Tritt also ein Wasserteilchen auf einem Punkt durch die Leitradeintrittskante, der die Höhe im Verhältnis $\frac{x'}{b'}$ teilt (s. Abb. 27), so daß zwischen dem untern Boden und der Stromlinie des Wasserteilchens eine Teilwassermenge von $\frac{x'}{b'}\, Q$ durchtritt, so bleibt die Teilung der Breite auf der Leitradaustritts- und der Laufradeintrittskante (nach Voraussetzung auch dort konstanten Druckes!) noch die gleiche. Für einen Betriebszustand (Wassermenge, Drehzahl), bei dem c_{m_2} auf der **Laufradaustrittskante** einen konstanten Wert hat, läßt sich die Lage der betrachteten Stromlinie auch im ersten Saugrohrquerschnitt feststellen; die Wassermenge $\frac{x'}{b'}\, Q$ erfordert dort, von der äußeren Begrenzung an gemessen, eine Fläche $\frac{\pi}{4}\,(D_s^2 - D_x^2)$, die dem gleichen Teilwert $\frac{x'}{b'}$ entspricht, wie auf der Leitradeintritts- oder Austrittskante. Es ist also, wenn D_i der innerste Durchmesser (zumeist angenähert gleich null!) des Saugrohr-Ringquerschnitts bedeutet:

$$\frac{\frac{\pi}{4}\left(D_s^2 - D_x^2\right)}{\frac{\pi}{4}\left(D_s^2 - D_i^2\right)} = \frac{x'}{b'}$$

$$D_x = \sqrt{D_s^2 - \frac{x'}{b'}\left(D_s^2 - D_i^2\right)}. \tag{34}$$

Ist der Saugrohrquerschnitt nicht verengt, D_i also gleich null, so ist D_x für die mittlere Stromlinie, die die Wassermenge in zwei gleiche Hälften teilt

$$\left.\begin{aligned}\frac{x'}{b'} &= \frac{1}{2}\\ D_i &= 0\end{aligned}\right\} D_x = \sqrt{\frac{1}{2}}\, D_{x'}. \tag{35}$$

In dem Punkt auf dem Durchmesser D_x kann mit genügender Genauigkeit auch die Tangente eingezeichnet werden; ihre Richtung liegt nämlich zwischen derjenigen der Saugrohrerzeugenden und derjenigen der Turbinenachse, die unter sich schon wenig verschieden sind. Mit Hilfe der für eine Stromlinie nach den vorerwähnten Beziehungen festgelegten Punkte können die Flutbahnen, unter Beachtung stetiger Übergänge von einer Kurve zur andern, gezogen werden, in erster Linie die mittlere, die für das erste Diagramm maßgebend sein wird.

Zur Darstellung der Schaufelfläche genügen bei schmalen Rädern die Schaufelungen auf den Randkurven und der mittleren Stromlinie, bei breiten außerdem auf zwei bis drei Zwischenkurven.

Wie später gezeigt werden wird, ist die Voraussetzung gleichen Druckes längs der Leitradaustrittskante nur angenähert erfüllt. In Tat und Wahrheit ist der Druck oben (innen) infolge der Zentrifugalkräfte größer als unten (außen); die Geschwindigkeiten c' und c_m' ändern sich entgegengesetzt wie der Druck. Die Stromlinien drängen sich dadurch, verglichen mit dem bisher erhaltenen Bild, unten (außen) etwas mehr zusammen, welchem Umstand beim Einzeichnen schon Rechnung getragen werden kann.

Wie aus den Erörterungen über die Veränderung der Diagramme mit der Wassermenge hervorgehen wird, ändern übrigens die Stromlinien ihre Gestalt mit wechselnder Öffnung des Leitrades sehr erheblich, besonders zwischen der Eintritts- und der Austrittskante des Laufrades.

§ 9. Die Diagramme für verschiedene Stromlinien.

Der ganze bisherige Gang der Rechnung baut sich darauf auf, zunächst Mittelwerte der Geschwindigkeiten anzunehmen und mit ihnen, unter dem Vorbehalt späterer Abänderungen, die Hauptabmessungen zu bestimmen. Es soll daher auch die Aufzeichnung der Schaufel damit begonnen werden, die maßgebenden Geschwindigkeiten und Winkel längs einer mittleren Stromlinie zu suchen. Punkte der letzteren werden nach den Gleichungen 34 und 35 erhalten, wenn dort $\frac{x'}{b'} = \frac{1}{2}$ gesetzt wird. Die Durchmesser, auf denen die Schnittpunkte der Stromlinie mit Ein- und Austrittskante liegen, seien mit D_1 und D_2 bezeichnet. Die Umfangsgeschwindigkeit des zuletzt genannten Punktes ist dann

$$u_2 = u_1 \frac{D_2}{D_1}.$$

Um Ein- und Austrittswinkel der Schaufel zu finden, ist nun die Aufzeichnung des Diagramms notwendig und zwar kann dies entweder für die größte Wassermenge oder für die Öffnung besten Wirkungsgrades geschehen. Der erstere Weg wird oft beschritten, wenn es sich um die Ausführung einer Einzelkonstruktion für gegebene Angaben handelt; der zweite wird vorge-

zogen, wenn Räder, die bestimmten Modellreihen angehören sollen, zu konstruieren sind. In dem schon angefangenen Zahlenbeispiel soll die Rechnung zunächst für die volle Wassermenge durchgeführt werden.

Die Umfangsgeschwindigkeiten u_1 und u_2 sind bekannt, die Hauptabmessungen sind unter Annahme der Meridiangeschwindigkeiten

$$c_{m_0} = 0{,}185,$$
$$c_{m_3} = 0{,}16,$$
$$c_s = 0{,}15$$

berechnet worden. Die Meridiangeschwindigkeit unmittelbar vor dem Austritt aus dem Laufrad ist infolge der Schaufelverengung etwas größer wie c_{m_3}; den Verengungsfaktor zunächst einmal zu $\frac{1}{1{,}15}$ geschätzt, ergibt

$$c_{m_2} = c_{m_3} \frac{t_2}{t_2 - s_2} = 1{,}15\, c_{m_3} = 0{,}185.$$

Um den besten Wirkungsgrad auf ungefähr $^3/_4$ der vollen Wassermenge zu verlegen, wird der absolute Austrittswinkel α_2 für volle Belastung zu 100 bis 110°, der Stoßverlust w_{st}^2 zu etwa 0,01 (1%) angenommen. Damit kann das Diagramm für diese mittlere Stromlinie aufgerissen werden; aus ihm sind die Schaufelwinkel α_0, β_1 und β_2 zu entnehmen, die angeben, wie die Schaufeln zu formen sind, damit die Voraussetzungen der Rechnung erfüllt werden.

Zieht man vor, von dem Diagramm höchsten Wirkungsgrades auszugehen, so schätzt oder entnimmt man den Tabellen I und II zunächst das Verhältnis der Wassermengen $Q_{(\eta\,max)}$ des besten Wirkungsgrades und $Q_{(max)}$ bei voller Öffnung des Leitrades, bestimmt

$$c_{m(\eta\,max)} = c_m \frac{Q_{(\eta\,max)}}{Q_{max}}$$

für Ein- und Austritt, bildet nach Bestimmung von $c_{m_2(\eta\,max)}$ mit diesem Werte und aus u_2 und $w_2 = u_2$ (Begründung s. § 31) das Austrittsdreieck und sucht, um auch das Eintrittsdreieck zeichnen zu können, die zum Austritt gehörige Eintrittsvertikale. Da für $\eta_{h\,max}$ die Stoßkomponente am besten zu Null angenommen wird, ist das Eintrittsdreieck ebenfalls bestimmt.

Mit der Festlegung des Diagramms für eine einzige Stromlinie ist es aber nicht getan; denn die bisherigen Ergebnisse beziehen sich auf einen Wasserweg im Innern des Schaufelraumes und reichen daher, abgesehen von dem vereinzelten Fall sehr enger Schaufeln, zur Bestimmung der Schaufelfläche nicht aus. Allermindestens ist hierzu die Kenntnis der Wasserfäden auf den den Schaufelraum begrenzenden Rotationsflächen, also der (inneren) Bodenfläche und der (äußeren) Kranzfläche notwendig.

Es frägt sich nun, wie hängen Anfangs- und Endgeschwindigkeit dieser Stromlinien unter sich und mit den entsprechenden Elementen auf der mittleren Stromlinie zusammen?

Die Eintrittskante ist bei schmalen Turbinen gewöhnlich parallel zur Achse, die Umfangsgeschwindigkeit u_1 hat auf ihr überall den gleichen Wert, dagegen liegen die Austrittspunkte des inneren Wasserfadens (i), des mittleren (a) und des äußeren (e) fast immer auf verschiedenen Radien,

die zugehörigen Umfangsgeschwindigkeiten sind dementsprechend ebenfalls ungleich groß.

Wir setzen, wie im vorigen Abschnitt geschehen, zunächst voraus, daß der Druck längs der Eintrittskante des Laufrades konstant und daß w_{st}^2 überall gleich groß oder gleich null sei.

Als einzige Änderung von einer Stromlinie zur andern bleibt demnach der Unterschied der Austrittsradien, dessen Einfluß auf die verschiedenen Diagramme nunmehr untersucht werden soll. Für verschiedene Wasserfäden a, b, c gelten folgende Gleichungen:

$$c_{i\,(a)}^2 = w_{2\,(a)}^2 - w_{1\,(a)}^2 + c_{0\,(a)}^2 + u_{1\,(a)}^2 - u_{2\,(a)}^2$$
$$c_{i\,(b)}^2 = w_{2\,(b)}^2 - w_{1\,(b)}^2 + c_{0\,(b)}^2 + u_{1\,(b)}^2 - u_{2\,(b)}^2$$
$$\vdots \qquad \vdots \qquad \vdots \qquad \vdots \qquad \vdots \qquad \vdots$$

Reibungs-, Krümmungs- und Wirbelverluste, die als c_w^2 in c_i^2 enthalten sind, dürfen in erster Annäherung auf allen Stromlinien gleich angenommen werden; es ist daher

$$c_{i(a)} = c_{i(b)} = \cdots$$

Ebenso wird nach der Voraussetzung gleichen Druckes längs der Eintrittskante

$$c_{\varrho\,(a)}^2 = c_{\varrho\,(b)}^2 \cdots$$

und daher auch (da $c_i^2 = c_\varrho^2 + c_0^2$) [1])

$$c_{0(a)} = c_{0(b)};$$

überdies ist

$$u_{1(a)} = u_{1(b)}$$

und daher auch

$$\alpha_{0(a)} = \alpha_{0(b)}$$
$$w_{1(a)} = w_{1(b)}$$
$$\beta_{1(a)} = \beta_{1(b)},$$

so daß die Beziehung übrig bleibt:

$$w_{2\,(a)}^2 = w_{2\,(b)}^2 + u_{2\,(a)}^2 - u_{2\,(b)}^2, \tag{36}$$

wenn weiterhin w_{st}^2 überall gleich groß oder gleich null angenommen wird.

Die Form der Gleichung ist aus der Beziehung zwischen w_2, w_2', u_2 und u_1 bekannt, die graphische Ermittlung von $w_{2(a)}$ aus den übrigen Größen der Gleichung erfolgt daher ganz gleich wie diejenige von w_2' (s. Gl. 6 und 7).

Wahl der Austrittswinkel.

Gleichung 36 gibt lediglich Aufschluß über die Veränderung der Größe der Geschwindigkeit w_2, nicht aber über deren Richtung. Diese letztere ist nach andern Gesichtspunkten zu bestimmen. Am besten wäre es zweifellos, wenn wir auf der ganzen Austrittsfläche eine überall gleiche und senkrecht zu u_1 gerichtete absolute Austrittsgeschwindigkeit c_2 erhalten könnten. Um diese Bedingung zu erfüllen, müßten die Richtungen der Relativgeschwindigkeiten w_2 durch einen Punkt des Lotes im Ursprung des Diagrammes gehen. Eine solche Anordnung der Winkel ist ohne weiteres

[1] Siehe „Wasserturbinen", I. Teil.

möglich; sie würde aber, infolge der endlichen Schaufelstärke, kleine Kanalweiten auf kleinen, große Weiten auf großen Durchmessern ergeben. Wenn auch eine konstante Kanalweite längs der Austrittskante keine ausschlaggebende Bedeutung hat, so wird sie doch zumeist angestrebt. Um sie zu erreichen, muß der Schnittpunkt aller Relativgeschwindigkeiten etwas nach rechts gerückt werden. Am besten geht man so vor, daß man $w_{2(n)} = u_{2(n)}$ annimmt und dann alle übrigen Relativgeschwindigkeiten durch den so gefundenen Endpunkt von $w_{2(n)}$ hindurchgehen läßt (s. Abb. 28).

Diese Lage des Schnittpunktes bringt zugleich den Vorteil, daß unten und außen kleine, innen und oben große Winkel β_2 entstehen, wodurch es möglich ist, die Schaufelentwicklung in der Umfangsrichtung unten groß, oben klein zu halten, so daß Ein- und Austrittskante leicht je in eine Axialebene gelegt werden können.

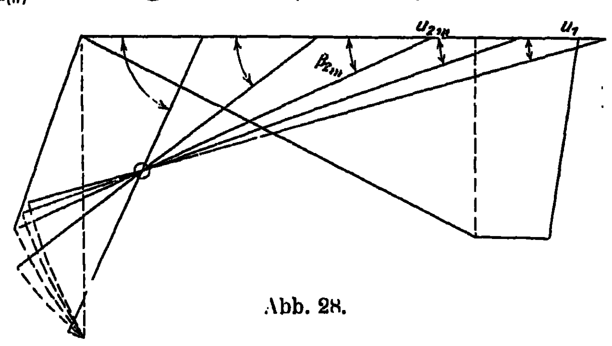


Abb. 28.

Eine weitere, ähnliche Methode, um gute Schaufelwinkel zu erhalten, besteht darin, daß man wieder auf der Richtung der mittleren Relativgeschwindigkeit die Größe ihrer Umfangsgeschwindigkeit abträgt, durch den so erhaltenen Punkt aus dem Ursprung des Diagrammes einen Kreis schlägt und die Richtung einer beliebigen Relativgeschwindigkeit durch einen Punkt dieses Kreises hindurchzieht, den man als Schnitt eines zweiten Kreises mit der entsprechenden Umfangsgeschwindigkeit als Radius und ihrem Endpunkt als Mittelpunkt erhält (s. Abb. 29).

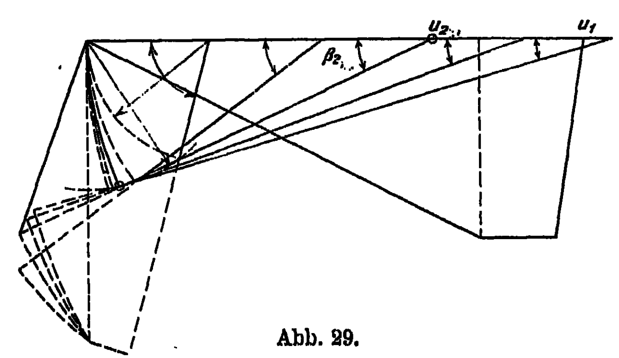


Abb. 29.

Aus Gleichung 36 geht für die dort gemachten Voraussetzungen hervor, daß die Relativgeschwindigkeit auf der g a n z e n Austrittskante gleich der Umfangsgeschwindigkeit ist, wenn dies für e i n e n einzigen Punkt zutrifft. Es wird daher bei der zuletzt beschriebenen Konstruktion der Richtungen der Relativgeschwindigkeiten die absolute Austrittsgeschwindigkeit der G r ö ß e, wenn auch nicht der R i c h t u n g nach überall gleich groß, wenn die relative Austrittsgeschwindigkeit gleich der Umfangsgeschwindigkeit u_2 wird.

Es sind selbstredend andere als die angegebenen Wege zur Bestimmung der Winkel β_2 möglich; ein geübter Konstrukteur wird sich überhaupt nicht streng an Regeln halten, sondern, wenn notwendig (besonders in den untern Punkten der Austrittskante), die Richtung von w_2 nach Bedarf ändern.

§ 10. Die Schaufelschnitte.

Nach Wahl der Winkel β_2 kann zur Konstruktion der Schaufel geschritten werden.

Dabei wird man den eigentlichen Zweck der Schaufel stets im Auge behalten müssen; diese soll die Wasserteilchen von der Richtung β_1 am Eintritt in die Richtung β_2 am Austritt umlenken und zugleich die Relativgeschwindigkeit vom Wert w_1 auf w_2 bringen, dies alles, um sie den größten Teil ihrer am Eintritt vorhandenen Energie auf Schaufel, Laufrad, Nabe und Welle übertragen zu lassen. Die Umlenkung ist so zu bewerkstelligen, daß möglichst wenig hydraulische Verluste entstehen, also ohne schroffe Übergänge, Verzögerungen, zu große Berührungsfläche zwischen Strahl und Schaufel usw. Diese Forderungen beeinflussen in erster Linie die Zahl der Schaufeln und deren Form.

Stehen die Schaufeln auf dem Umfang eng aneinander, so ist wohl große Gewähr für vollkommene und gleichartige Ablenkung aller auf einer Flutfläche strömenden Wasserteilchen vorhanden; dafür wird die Berührungsfläche im Verhältnis zu der Durchflußmenge groß, der Profilradius eines Kanalquerschnittes klein, daher der Verlust durch Turbulenz groß. Außerdem verstopfen sich die kleinen Öffnungen am Austritt leicht.

Sind zu wenig Schaufeln vorhanden, so treten die Wasserteilchen nicht alle unter dem gleichen relativen Winkel β_2 aus; daher vergrößerter Austrittsverlust (s. § 37 und 38).

Es ist nicht allzu schwer, sich schon durch probeweises Versetzen der Schaufeln einen Begriff von guten Verhältnissen zwischen Schaufelzahl und Schaufellänge zu machen; um einen ersten Anhaltspunkt zu haben, wähle man bei Francisturbinen die Schaufelzahl z_2 im Laufrad etwa zu

$$z_2 \sim [0{,}25 - 0{,}3 \div (0{,}4)]\, \frac{\sqrt{D_1}}{u_1}. \qquad (37)$$

D_1 in mm einzusetzen!

Nach Annahme der Anzahl der Schaufeln kann zu deren Formgebung geschritten werden.

Über die Darstellung einfacher Francisschaufeln und die Form der Schaufellinien ist schon im I. Teil folgendes ausgeführt, das, um ein Nachschlagen entbehrlich zu machen, hier nochmals wiederholt sei.

Da die Schaufeln die Aufgabe haben, eine bestimmte Wasserströmung zu erzwingen, so wird man in erster Linie versuchen, sie so darzustellen, daß in der Bildebene die Wasserwege in richtiger Form und richtiger gegenseitiger Lage erhalten werden. Die Lösung ist einfach, solange sich die ganze Bewegung des betrachteten Wasserteilchens in einer Ebene senkrecht zur Drehachse abspielt, in der die Wege, Winkel, Geschwindigkeiten usw. unmittelbar in wahrer Gestalt und Größe erscheinen (Abb. 80). Der Schaufelschnitt kann ähnlich aufgezeichnet werden wie derjenige bei den Axialturbinen auf der abgewickelten mittleren Zylinderfläche. Besondere Überlegung erfordert nur die Ausbildung des Schaufelstücks beim Austritt. Der Winkel β_2, unter dem die Wasserteilchen relativ zur Umfangsrichtung austreten, kann entweder durch das Diagramm oder sonstwie als bekannt vorausgesetzt werden. Dabei sollte er für alle Wasserteilchen auf demselben Kreis um die Drehachse gleich sein, damit alle Wasserteilchen, die auf einem solchen Kreis zwischen zwei Schaufeln, also aus demselben Kanalquerschnitt austreten, durch die Schaufeln gleichartig abgelenkt werden; die Erfüllung dieser Forderung, soweit sie überhaupt möglich erscheint, ist aber nur solange gewährleistet, als der Strahl auf allen Seiten umschlossen

und geführt wird. Für den in Abb. 31 dargestellten Kanal trifft dies vom Punkte A gegen B nicht mehr zu, weil die eine Begrenzung fehlt. Man sucht daher so zu konstruieren, daß die Strecke AB in dem gezeichneten Kanal die Strömung nicht mehr beeinflussen muß und die gewollte Ablenkung sich schon vorher vollzogen hat. Bei ruhenden oder axial verlaufenden Kanälen wird dies bekanntlich dadurch zu erreichen gesucht, daß die Strecke AB gerade ausgeführt wird. Die Schaufel übt dann, so darf man für die meisten Fälle genügend genau annehmen, auf die längs der Rückschaufel auf der Strecke AB strömenden Wasserteilchen keinen Druck und damit keinerlei Beschleunigung mehr aus, d. h. die Wasserteilchen würden bei einem Kanal I nach Abb. 31 die Strecke AB der Rückschaufel gleich zurücklegen, ob nun die Schaufel dort vorhanden ist oder nicht. Tatsächlich stimmt die Voraussetzung nicht vollständig; der austretende Wasserstrahl hat vielmehr die Neigung, wie in Kanal II Abb. 31 übertrieben angedeutet, zu fließen. Groß ist die Abweichung von der Richtung des letzten Schaufelelementes allerdings nicht, sofern, wie dies bei Rädern von kleinerem n_s immer möglich ist, das Verhältnis zwischen Kanallänge, Strahlstärke und Krümmung zweckentsprechend gewählt wird.

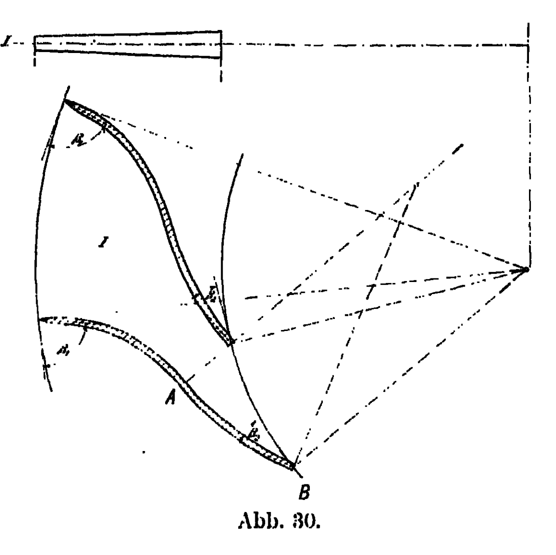


Abb. 30.

Soll bei einer Radialturbine das längs der Rückschaufel strömende Wasserteilchen vom letzten Querschnitt des Kanals an durch die Schaufel nicht mehr beeinflußt werden, so ist der entsprechende relative Wasserweg keine Gerade mehr, sondern eine Kurve, die beispielsweise für radial gerichtete und konstante Absolutgeschwindigkeit die Eigenschaft hat, daß ihre Tangenten mit den Kreisen um die Achse Winkel einschließen, deren trigonometrische Tangente sich umgekehrt proportional dem Radius ändert; die „neutrale Kurve" wird also eine archimedische Spirale. Die vorgenannten Eigenschaften sind ohne weiteres aus Abb. 32 und den dazu gehörigen Geschwindigkeitsdreiecken Abb. 33 abzulesen.

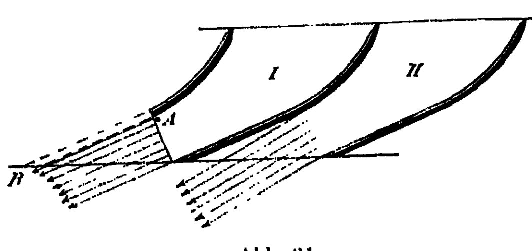


Abb. 31.

Die Konstruktion von Punkten der archimedischen Spirale darf als bekannt vorausgesetzt werden. Sie geht übrigens auch aus der Überlegung hervor, die zur archimedischen Spirale als neutrale Kurve führte: Während der Kreis mit der Umfangsgeschwindigkeit u die Länge Δu zurücklegt, fließt das Wasserteilchen in meridianer Richtung immer um die Strecke Δm vorwärts, so daß man im Austrittsdreieck nur zusammengehörige Werte von Δu_2 und Δm_2 (in Abb. 32 mit u_2 und c_2 angenommen) durch eine Senkrechte auf u zu bestimmen hat, um die Konstruktion von Punkten der archimedischen Spirale durchführen zu können. Da, wie in Abschnitt VI (I. Teil) gezeigt, bei Francisturbinen w_2 im Betrieb seine Größe häufig ändert, der Austrittspunkt also auf der Richtung von w_2 wandert, so legt man der Endspirale gewöhnlich den senkrechten Austritt zugrunde; am einfachsten nimmt man daher als Δu die Strecke u_2, als Δm die Strecke $u_2 \, tg \, \beta_2$ aus dem Diagramm, wenn man vom Austrittskreis als Grundkreis ausgeht. Da die Spirale doch nur für einen einzigen Betriebszustand richtig ist, darf sie ohne Schaden durch einen Kreisbogen ersetzt werden, der den Austrittskreis unter dem richtigen Winkel schnei-

det, also die Endtangente und die Endnormale mit ihr gemeinsam hat, und durch einen Punkt geht, der, wie vorhin angegeben, durch ein- oder mehrmaliges Abtragen von Δu_2 und Δm bestimmt wird; der gesuchte Punkt sollte ungefähr um die Schaufelteilung vom Anfangspunkt der Spirale an zurückliegen Falls die Schaufelzahl 12 und mehr beträgt, so erhält man den Mittelpunkt des die Spirale ersetzenden Kreisbogens ausreichend genau als Schnittpunkt der Endnormalen zweier aufeinanderfolgender Schaufeln (s. Abb. 30).

Vom letzten Querschnitt des Kanals ab werden die Schaufeln nach gleichen Grundsätzen wie bei der Axialturbine bis zum Eintrittskreis mit dem Durchmesser D_1 so geführt, daß zwischen Umfangstangente und erstem Schaufelelement der Winkel β_1 entsteht. Es soll sich auch hier der Kanal zwar unter sanfter Krümmung, aber doch möglichst rasch nach außen hin erweitern.

Abb. 32.

Abb. 33.

In Wirklichkeit kann das Wasser in einer Turbine naturgemäß nicht, wie bisher angenommen, nur radial einwärts geführt, sondern muß früher oder später in die axiale Richtung umgelenkt werden. Dies geschieht, wenigstens bei Turbinen von kleinem n_s, zum größeren Teil im Bereich des Laufrades, weshalb die Strombahnen, in den Axialschnitt hineingedreht, nicht mehr als Gerade senkrecht zur Achse, sondern als Kurven erscheinen, die beim Eintritt genau oder annähernd radial beginnen, dann aber in die axiale Richtung umbiegen. Die wirklichen Wasserwege liegen daher auf Rotationsflächen mit gekrümmten Meridiankurven; sie lassen sich nicht mehr abwickeln, also nicht mehr als ebene Gebilde in wahrer Gestalt darstellen. Will man einen Teil der Schaufel in diesem Fall auf einfache Weise zeichnerisch bestimmen, so bleibt nichts anderes übrig, als ihn durch eine möglichst kongruente Figur zu ersetzen, die aber auf einer abwickelbaren Rotationsfläche gelegen sein muß. Als solche wählt man in der Regel eine Kegelfläche, als deren Erzeugende eine Tangente an den Aufriß des Wasserweges gewählt wird.

Um von Punkten und Kurven auf der allgemeinen Rotationsfläche eine möglichst getreue Abbildung auf der abwickelbaren Fläche zu gewinnen, kann man die Bedingung stellen, daß zusammengehörige Punkte in Original und Abbildung stets auf der gleichen Ebene durch die Rotationsachse liegen sollen und eine der beiden weiteren hinzufügen: a) es sollen Strecken auf der Meridianlinie in Original und Abbildung gleich groß sein (meridiangetreue Abbildung) oder b) es sollen die Winkel von zwei Richtungen in Original und Abbildung gleich und damit elementare Gebilde ähnlich sein (winkeltreue oder konforme Abbildung). In beiden Fällen sind die Unterschiede zwischen Original und Abbildung um so kleiner, je weniger sich die erzeugende Gerade der Abbildungsfläche von der Meridiankurve der Originalfläche entfernt.

Es sei nun zunächst das Verfahren der meridiangetreuen Abbildung erläutert und angewandt. (Über konforme Abbildung s. § 12)

Als erste Ersatzfläche wird eine Kegelfläche gewählt, deren Erzeugende die Meridiankurve des Originals womöglich im Austrittspunkt des Wasserfadens berührt. Zur Darstellung des nahe dem Eintritt gelegenen Teils der Schaufel wird, wenn der Wasserweg im Aufriß senkrecht zur Drehachse beginnt, die Rotationsfläche oft am besten durch eine sie tangierende, zur Achse senkrechte Ebene ersetzt. Diese beiden Ersatzflächen (Kegelfläche und Ebene) genügen zumeist, um die Schaufelung befriedigend genau wiedergeben zu können. Die Abbildung von Punkten der Rotationsfläche auf die Kegelfläche geschieht am besten, indem man die Schaufelkurven so auf den Kegel abwickelt, daß im Austrittspunkt Original und Abbildung zusammenfallen. Es entsprechen sich also im Aufriß Punkte auf der Kegelerzeugenden und der Stromlinie, die, einerseits auf der Kegelerzeugenden, andererseits längs der Meridiankurve gemessen, vom gemeinsamen Austritts-

punkt gleich weit entfernt sind; ganz ähnlich verhält es sich mit dem Ersatz der Rotationsfläche durch die Ebene. Die Schaufelkurve kann nun, soweit sie sich genügend genau auf die Kegelfläche abbildet, mit dieser in die Bildebene abgewickelt werden, wo sie mit gleichen Längen und Winkeln wie auf der Kegelfläche erscheint. Kreise mit den Radien r_1 und r_2 (s. Abb. 34) gehen durch die Abwicklung in solche mit den Radien r_1' und r_2' über; ihre Tangenten schließen mit den Schaufelkurven die gleichen Winkel ein wie auf der Kegelfläche.

Beim Aufzeichnen der Schaufelkurve wickelt man zuerst den Austrittskreis mit dem Radius r_2 ab, zieht gegen die Tangente an dessen Abwicklung die relative Austrittsrichtung unter dem Winkel β_2 und verfährt weiter genau so, wie wenn die abgewickelte Kegelfläche die Achsnormalschnittfläche einer im Axialschnitt rein radial verlaufenden Turbine wäre.

Falls es sich um sehr schmale Schaufeln, d. h. um ein Rad handelt, dessen Systemzahl n_s etwa nicht über 60 liegt, so läßt sich an Hand des Aufrisses und der Abwicklung die Schaufelfläche erzeugen, indem etwa eine durch die Achse gehende auf der Meridiankurve im Aufriß ungefähr senkrecht stehende oder aber eine zur Achse stets parallele Gerade längs der Schaufellinie geführt wird.

Die eben angeführten, zum Teil aus dem I. Band übernommenen Bemerkungen gelten sowohl für eine in einer Ebene senkrecht zur Achse liegende, als auch für eine auf einer abgewickelten Kegelfläche zu entwerfende Schaufellinie. Auch in diesem Fall gilt die archimedische Spirale als neutrale Kurve, sofern c_2 senkrecht auf u_2 steht und in der Zone der neutralen Kurve konstant bleibt. Dies trifft jedoch nicht immer zu. Bei schnellaufenden Francisturbinen fast immer, bei andern sehr häufig, wird der zwischen den Schaufeln verbleibende Querschnitt, senkrecht zur Meridiangeschwindigkeit c_m gemessen, gegen den Austritt zu größer, c_m also in gleicher Richtung kleiner. Dieser Veränderung entspricht eine neutrale Kurve, die gegenüber der archimedischen Spirale gestreckter erscheint, also größere Krümmungsradien aufweist, und die sich je nach Veränderung des Meridianquerschnittes mehr und mehr gerade streckt, schließlich in die Gerade und sogar in die gegen den Austritt zu konvexe Kurve übergehen kann. Hiezu kommt, daß, wie später gezeigt werden soll, die Stromlinien ihre Gestalt und Lage mit wechselnder Öffnung des Leitrades ändern und zwar in der Weise, daß z. B. für stark radial einwärts fließende Wasserteilchen bei kleinern Wassermengen die Meridiangeschwindigkeit gegen den Austritt stark abnimmt, die neutrale Kurve sich also gegen den Eintritt zu mehr und mehr aufrichten sollte. Sprechen schon diese Erwägungen dafür, die archimedische Spirale nicht mehr als Endkurve der Schaufel zu benützen, so tritt, in gleicher Richtung wirkend, die weitere Erkenntnis hinzu, daß es nicht unbedingt notwendig erscheint, die am Schaufelrücken entlang strömenden Wasserteilchen vom letzten Zellquerschnitt an auf der neutralen Kurve zu führen, sondern daß es vorteilhafter erscheinen kann, einen, wenn auch kleinen Teil der Gesamtumlenkung im Laufrad auf die Endkurve zu verlegen. Allerdings ist dies nur möglich durch gegenüber dem mittleren Druck am Beginn des Saugrohres mehr oder weniger erhebliche Unterdrücke längs des letzten Teils des Schaufelrückens, auch werden die Unterschiede bezüglich Größe und Richtung der Austrittsgeschwindigkeit von verschiedenen Wasserteilchen auf einem Parallelkreis verstärkt; die Wasserteilchen in der Mitte zwischen zwei Schaufeln werden die Neigung haben, unter etwas größerem Winkel β_2 den Schaufelraum zu verlassen. Daher wird, um den Winkel β_2 wenigstens als Mittelwert zu erhalten, das Schaufelende besser unter einem Winkel β_2' angenommen, der

kleiner ist als der durch das graphische Verfahren erhaltene Diagrammwinkel β_2.

Bei älteren Ausführungen ist diese «Winkelübertreibung« nicht zu finden. Der Entwurf der Schaufellinien geschieht dabei in folgender Weise: Es werden auf dem Austrittskreis im Abstand der Teilung die Strahlen unter dem Winkel β_2 aufgetragen (s. Abb. 40—42 und Taf. 1, Abb. 4 und 5), ferner von den Anfangspunkten dieser Strahlen aus senkrecht zu ihnen die halbe unterste Schaufelstärke nach beiden Seiten (etwa 3 mm bei kleinen, bis 7—10 mm bei großen Turbinen); dann läßt man die beiden Begrenzungslinien der Schaufel in einem Punkt auf dem zuerst gegebenen Strahl so zusammenlaufen, daß diese einen Winkel von 5—10° unter sich einschließen. Von dem so entworfenen Ende ab wird die Schaufel mit der schon gezeichneten Linie als ungefährer Mittellinie derart aufgerissen, daß sie in der Mitte zwischen Ein- und Austritt eine Stärke von mindestens 15—30 mm, bei großen Rädern noch mehr aufweist, dies mit Rücksicht auf das Gießen, d. h. damit keine »Kaltgußstellen« entstehen. Wo die Schaufel nicht gegen das Ende zulaufend ausgeführt werden kann, soll sie am Austritt noch eine Mindeststärke von 5—10—15 mm erhalten.

Will man der in den §§ 33 bis 37 genauer untersuchten »Winkelübertreibung« in einfachster Weise Rechnung tragen, so wird bei gegossenen Schaufeln zuerst die Vorderseite so entworfen, daß der Schaufelriß den Winkeln β_1 und β_2 des Diagramms entspricht. Hernach wird die Rückschaufel so gezeichnet, daß nach einer Abrundung der Eintrittswinkel etwas größer, der Austrittswinkel etwa 5—10° kleiner wird als derjenige der Vorschaufel.

Die Abwicklung der übrigen Wasserfäden bzw. Schaufelschnitte geschieht nach den gleichen Grundsätzen; doch ist darauf zu achten, sie hinsichtlich Form und Krümmung so gegeneinander abzustimmen, daß es möglich ist, über alle eine regelmäßig gekrümmte Fläche zu legen.

Von der eben besprochenen Endkurve[1] ab wird die mittlere Schaufellinie so bis zum Eintrittskreis mit dem Durchmesser D_1 geführt, daß zwischen Umfangstangente und erstem Schaufelelement der Winkel β_1' (β_1' bei weit gestellten Schaufeln etwas größer als der Diagrammwinkel β_1) entsteht. Es soll sich auch hier der Kanal zwar unter sanfter Krümmung, aber doch möglichst rasch nach außen hin erweitern. Der Schnitt durch Blechschaufeln (Stärke etwa $\sqrt{D_1 \cdot H} + 2 \div 4$ mm, D_1 und H in m) entsteht dadurch, daß die halbe Stärke zu beiden Seiten der mittleren Schaufellinie aufgetragen wird.

Wie im folgenden Paragraph näher ausgeführt werden wird, hat der Konstrukteur die Schaufel stets in Aufriß und Grundriss darzustellen. Es ist

[1] Manche Autoren empfehlen als Schlußkurve der Schaufel immer noch die Kreisevolvente. Die dafür angegebene Begründung, daß die beiden im letzten Kanalquerschnitt einander gegenüberliegenden Schaufelelemente parallel sein müßten, ist aber durchaus nicht stichhaltig; man braucht die Evolvente nur bis zu ihrem Grundkreis fortzusetzen, auf dem sie radial und mit unendlich kleinem Krümmungsradius endigt, um zu erkennen, daß sie als Endkurve der Schaufel unrichtig, ja widersinnig ist. Wenn durch deren Anwendung in der Praxis keine merkbaren Nachteile entstanden sind, so rührt das nur davon her, daß sie sich den richtigen Spiralen auf der kurzen in Frage kommenden Strecke ziemlich gut anschmiegt.

daher zu zeigen, wie einzelne in der Abwicklung bekannte Schaufelkurven in den genannten Projektionen erhalten werden.

Wie schon hervorgehoben, wird der Aufriß in Zylinderprojektion gezeichnet. Eine Rotationskegelfläche wird also einfach durch ihre Erzeugende dargestellt; Strecken auf einer der Erzeugenden der Kegelfläche erscheinen im Aufriß in wahrer Größe.

Im Grundriß wird die Abbildung eines Punktes gefunden, indem man dort zuerst die Spur der Axialebene, in der er liegt, aufsucht und auf ihr die Strecke vom Aufriß des Punktes bis zur Achse von der Projektion der letztern, also vom Mittelpunkt der Figur aus, abträgt. Um nun eine Schaufellinie abzubilden, trägt man im Grundriß auf dem Berührungskreis zwischen Stromfläche und Ersatz-Kegelfläche Strecken ab, die, in die Abwicklung eingetragen, die abgewickelten Schnittpunkte des Austrittskreises mit Axialebenen darstellen und zugleich mit dem Mittelpunkt des abgewickelten Kreises zusammen die abgewickelten Erzeugenden bestimmen, die von den Axialebenen aus der Stromfläche, in der die Schaufelkurve liegt, und aus der Ersatzkegelfläche herausgeschnitten werden. Sie schneiden die Schaufelkurve in Punkten ABC (s. Abb. 36). Der Abstand beispielsweise vom Austrittskreis bis zu B bleibt im Aufriß (s. Abb. 34) gleich; es ist also PB von der Abwicklung in den Aufriß als $P''B''$ zu übertragen. Der Grundriß des Punktes B muß einerseits auf der Spur der ihn herausschneidenden Ebene, anderseits auf einem Kreis mit dem Radius von B'' bis zur Achse liegen. B' wird demnach erhalten, indem B'' heruntergelotet und um den Mittelpunkt des Grundrisses auf die entsprechende Spur zurückgedreht wird (s. Abb. 35). So erhält man von einer in der Abwicklung bekannten Schaufelkurve beliebige Punkte in Auf- und Grundriß und damit in der sie verbindenden Kurve den Grundriß der Schaufelkurve.

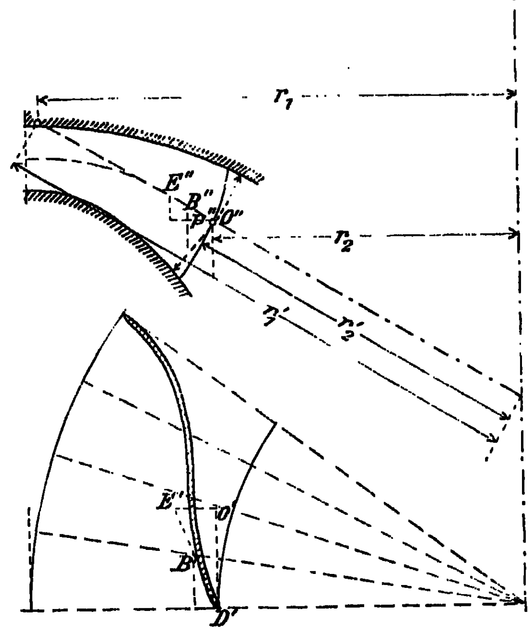


Abb. 34 und 35. Auf- und Grundriß.

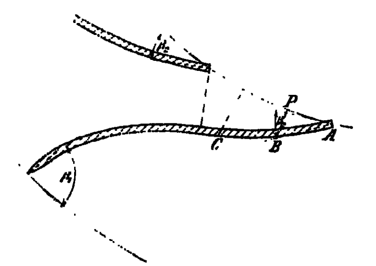


Abb. 36. Abwicklung.

Da von der Schaufel der Austritt besonders wichtig ist, so konstruiert man gerne im Grundriß auch die Austrittstangente der Schaufelkurve. Zu

diesem Zwecke projiziert man sich einfach ein rechtwinkliges Dreieck mit $\varDelta m$ und $\varDelta u$ (s. Abb. 37) als Katheten, wobei man beachtet, daß $\varDelta u$ im Grundriß Tangente an den Kreis des betreffenden Austrittspunktes wird und seine Größe beibehält; $\varDelta m$ liegt in Wirklichkeit in einer Axialebene, fällt daher mit der Kegelerzeugenden im Aufriß zusammen und behält auf dieser seine wahre Größe. Wird also $O''E'' = \varDelta m$ vom Aufriß in den Grundriß auf die im Punkt O' der Strecke $O'D' = \varDelta u$ errichtete Senkrechte herunter projiziert, so kann das Dreieck $E'D'O'$ geschlossen werden, womit auch in der Linie $E'D'$ die Tangente an die Schaufelkurve bestimmt ist. Man kann diese Konstruktion sogar dazu benützen, die Abwicklungen entbehrlich zu machen, indem man sich sagt, daß auch die Grundrisse der als angenäherte Spiralen gezeichneten Schaufelenden wiederum angenäherte Spiralen werden, so daß man mit Hilfe des vorhin gefundenen Winkels $O'D'E'$ genau so konstruieren kann, wie wenn der Grundriß einen Schnitt durch eine radiale Turbine darstellen würde, in dem die Schaufeln unter dem Winkel $O'D'E'$ anschließen. Wie ohne weiteres einzusehen, kann sinngemäß das gleiche Verfahren angewendet werden, wenn ein Winkel von einer auf irgend eine andere Kegelfläche übertragen werden soll.

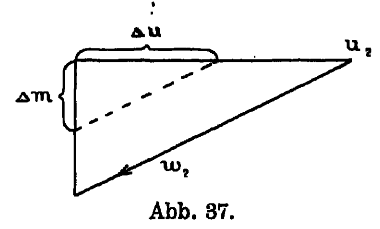


Abb. 37.

Benützt man, wie dies immer der Fall sein sollte, zur Darstellung des Grundrisses für alle Schaufellinien die gleichen Axialebenen, so gehören im Aufriß sich entsprechende Punkte auf den verschiedenen Stromlinien immer der gleichen Axialebene an; ihre Verbindungskurve im Aufriß ist also die Schnittlinie dieser Axialebene mit der Schaufelfläche.

§ 11. Die Schaufelfläche.

Sind in der oben gezeigten Weise genügend viele Schaufelschnitte festgelegt, so kann mit deren Hilfe die Schaufelfläche konstruiert und dargestellt werden. Da ein Urteil darüber, ob die schon genannte Forderung, daß über alle Schaufelkurven eine regelmäßige, in jeder Hinsicht stetige Fläche muß gelegt werden können, aus den Schaufelabwicklungen allein nicht zu gewinnen ist, wird die Schaufelfläche gewöhnlich noch durch zwei Ebenenbündel geschnitten. Als erstes Bündel wählt man Axialebenen, als zweites eine Schar gleich weit von einander entfernter Ebenen senkrecht zur Achse[1]; s. Abb. 39—42; die mit arabischen Ziffern bezeichneten Linien gehören Axial-, die mit römischen Ziffern bezeichneten den Ebenen senkrecht zur Achse an.

Die Schnittlinie einer Axialebene mit der Schaufelfläche wird, wie schon erwähnt, erhalten, indem man die von dieser Axialebene aus den verschiedenen Ergänzungskegeln herausgeschnittenen Erzeugenden in den Abwicklungen zum Schnitt mit den Schaufelkurven bringt, die Schnittpunkte in Auf- und Grundriß einträgt und durch stetige Kurven verbindet. Im Aufriß entsteht so eine Schar von Schnittkurven, die in der Nähe des Austrittes ähnliche Formen annehmen wie die Austrittskante, wenn diese ganz oder

[1] Das Verfahren wurde erstmals von Kankelwitz angewandt, zuerst veröffentlicht von Speidel und Wagenbach in der Zeitschrift d. V. d. Ing., Jahrgang 1899.

nahezu in einer Axialebene liegt. Die Axialschnitte im Aufriß können somit ohne weiteres gezeichnet werden. Schon die Schar der Schnittkurven im Aufriß zeigt dem geübten Auge je nach ihrem mehr oder weniger regelmäßigen Verlauf, ob die Schaufelfläche überall sanfte Übergänge zeigt oder nicht. Weichen die Ergänzungskegel zu sehr von den Rotationsstromflächen ab, so

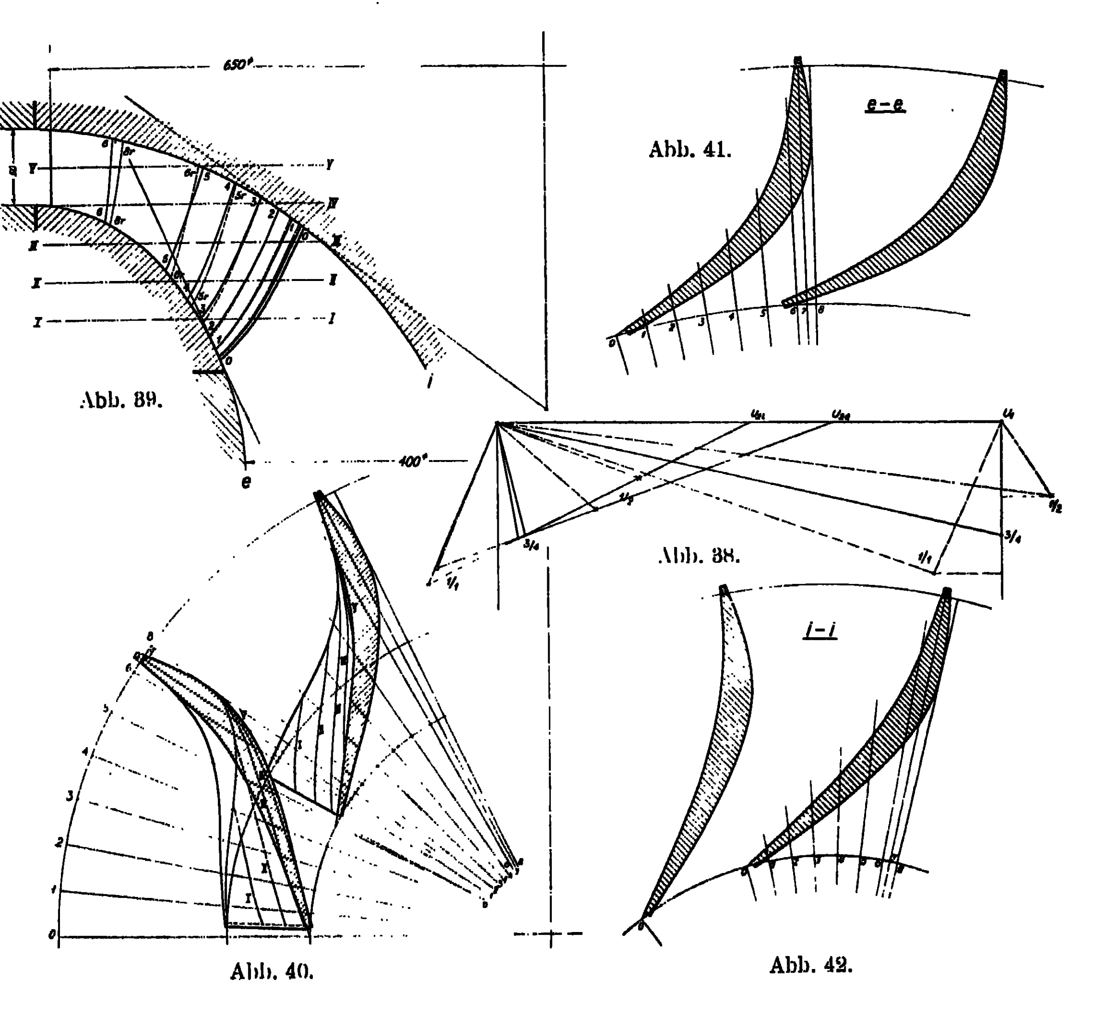


Abb. 39. Abb. 41. Abb. 38. Abb. 40. Abb. 42.

wird die Darstellung mit Hilfe nur einer Ersatzkegelfläche zu ungenau; es wird dann der gegen den Eintritt zu gelegene Teil auf einer Ebene oder einer zweiten Kegelfläche dargestellt und mit ihr abgewickelt bis zu einem Punkt, der sich etwa gleich genau auf der Ersatzfläche am Austritt und derjenigen am Eintritt abbilden läßt[1] (s. Taf. 2 Abb. 11 und 14).

Die Schar der zur Achse senkrechten Ebenen wird zweckmäßig durch ihre im Aufriß horizontal verlaufenden Spuren in Abständen von etwa 30 bis

[1] Kaplan: Ein neues Verfahren zur Berechnung und Konstruktion der Francisturbinenschaufel; Zeitschrift für das gesamte Turbinenwesen, Jahrgang 1905.

60 mm angenommen. Diese Spuren schneiden die axialen Schnittkurven in Punkten, deren Grundrisse leicht gefunden werden, indem man ihre Aufrisse herunterlotet und um den Mittelpunkt des Laufrades auf die Spur der entsprechenden Axialebene zurückdreht. Verbindet man die Grundrisse von Punkten, welche durch dieselbe Horizontalebene herausgeschnitten werden, so erhält man die Schnittlinie dieser Ebene mit der Schaufelfläche.

Die Schnitte mit der achsnormalen Ebenenschar geben dem Modellschreiner zugleich ein Mittel an die Hand zur Herstellung des Schaufelklotzes bzw. der Kernbüchse. Er zeichnet sich je zwei benachbarte Horizontalkurven in ihrer richtigen Lage auf Brettstücken von der Stärke der Abstände der Achsnormalebenen auf, schneidet die Bretter dementsprechend aus, legt sie nachträglich wieder richtig aufeinander und beseitigt die Unregelmäßigkeiten in der sich ergebenden Fläche.

Bei schmalen Turbinen genügen oft die Abwicklungen zur Herstellung des Kernklotzes bei Gußschaufeln, des Preßklotzes bei Blechschaufeln; doch empfiehlt es sich in der Regel, auch hier die Schaufel mit einer Schar zur Achse senkrecht stehender Ebenen zu schneiden.

Erfüllt die Schaufelfläche alle Anforderungen an Stetigkeit der Krümmung usw., so müssen die als Schnittlinien mit den Ebenenbündeln erscheinenden Kurvenscharen hinsichtlich Abstand und Krümmungsverhältnissen von Kurve zu Kurve regelmäßige Übergänge zeigen. Wo dies nicht der Fall ist, hat eine entsprechende Abänderung der Schnittkurven und daraus auch der Abwicklungen und unter Umständen des Diagramms (Winkel β_2) einzutreten, s. Abb. 43 und 44.

Übrigens ist es auch nicht notwendig, die beiden Endkanten der Schaufel vollständig in Axialebenen zu verlegen. Die Austrittskante kann z. B. unter Beibehaltung ihres Aufrisses entweder in eine Ebene parallel zur Achse oder zum Teil aus der Axialebene hinaus verlegt werden, indem der äußere Austrittspunkt soweit zurückgedreht wird, daß bei einer guten äußeren Schaufelform doch eine axiale Eintrittskante möglich ist. Wie Abb. 3, Taf. 2 zeigt, bildet der Grundriß der Austrittskante dann zuerst eine radiale Gerade und biegt nachher in einer sanften Kurve nach rückwärts ab; schließlich kann die Austrittskante im Grundriß auch als beliebige stetige Kurve angenommen werden. Es sei nur noch hervorgehoben, daß ein allzu starkes Zurückschneiden nicht empfehlenswert ist, weil die gute Wasserführung darunter leidet und der Bildung von Sekundärströmungen Vorschub geleistet wird.

Es ist fast immer möglich, die einzelnen Schaufelkurven und deren Diagramme so gegeneinander abzustimmen, daß Aus- und Eintrittskante je in eine Axialebene gelegt oder sonst nach Wunsch geformt werden können. In Abb. 43 und 44 entspreche z. B. die ausgezogene Kurve *a* dem zuerst angenommenen Schaufelschnitt nach Diagramm Abb. 45 mit den Indices *a*. Will man die recht ungünstige, am Eintritt viel zu stark gekrümmte Schaufelkurve verbessern, so hat man im Axialschnitt Abb. 43 nur den Eintrittspunkt radial etwas weiter hinaus zu versetzen (Kante *k*), das Diagramm nach *k* zu korrigieren, um in Abb. 44 in der gestrichelten Kurve einen durchaus brauchbaren Schaufelschnitt zu erhalten.

Anstatt die Austrittskante als Raumkurve auszubilden, sie also nicht in eine Axialebene zu legen, wird häufig die Eintrittskante von außen her betrachtet, gegenüber der Achsrichtung schief gestellt oder gekrümmt, was ebenfalls gestattet, die eine Schaufelkurve gegen die andere in Richtung des Umfanges zu verlängern oder zu verkürzen. (Über den Einfluß von geneigter Eintrittskante s. § 28.)

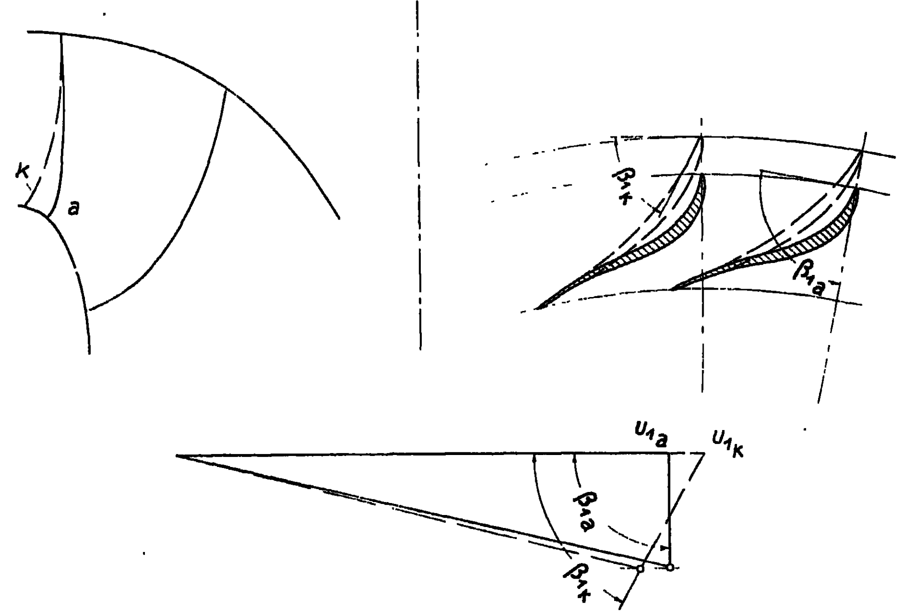


Abb. 43–45. Korrektur an Diagramm und Schaufelschnitt.

Das bisher erörterte Verfahren der Konstruktion der Schaufelkurven, ihrer Abwicklungen und ihrer Projektionen, ferner der Schnittlinien der zwei erwähnten Ebenenscharen ist in den Abb. 38–42 dargestellt. Die gewählte Schaufel ist so schmal, daß zu ihrer Darstellung ausnahmsweise zwei Abwicklungen ausreichen, und dies auch nur, weil sowohl Eintritts- wie Austrittskante in je eine Axialebene gelegt wurden, sodaß die Schnittlinien der Axialebenen, von denen nur je zwei Punkte konstruiert werden können, stetig von der Form der Austrittskante in diejenige der Eintrittskante überführen müssen.

Die Schaufel entspricht den in § 6 gemachten zahlenmäßigen Annahmen:

$$H = 80\,\text{m}; \quad N = 660\,\text{PS}; \quad n = 750\,\text{Umdr./Min}; \quad n_s = 80{,}5.$$

Die oben angegebene Methode der Schaufeldarstellung ist aber nicht die einzig mögliche.

Es können von der Schaufel auch einige richtige Schnitte von Rotationskegeln gegeben werden, deren Erzeugende die Wasserwege im Aufriß wie früher tangieren und auf denen dann ihre tatsächlichen Schnitte mit der Schaufelfläche, nicht aber die Abwicklungen der auf den Stromflächen liegenden Schaufelkurven gezeichnet werden.

Ein weiteres Verfahren besteht darin, daß an Hand von Aufriß und Abwicklungen die ganze Schaufel zunächst aus Gips herausgearbeitet und nach dieser Form das endgültige Modell der Schaufel hergestellt wird.

§ 12. Konforme (winkeltreue) Abbildung.

Die bis jetzt mitgeteilten Verfahren zur Aufzeichnung der Schaufelkurven tragen alle den Stempel einer gewissen Ungenauigkeit an sich; entweder ist es nur möglich, die Kurven für einzelne Teile, darunter allerdings die wichtigsten, nämlich Ein- und Austritt, in wahrer Größe zu zeichnen, oder man erhält Schnitte quer zu den Stromlinien, die ebenfalls kein genaues Bild der Strömung zu geben vermögen. Diese Nachteile umgeht ein Vorschlag von Prášil, die Schaufel konform, d. h. winkeltreu, in ihren kleinsten Teilen ähnlich abzubilden, und zwar in der Ebene, auf einem Zylinder oder einem Kegel; die letzten beiden Flächen können dann in bekannter Weise abgewickelt werden. Prášil begnügt sich in den unten erwähnten Abhandlungen nicht nur mit der bloßen Darstellung von Kurvenflächen und Winkeln, sondern zeigt auch, wie Geschwindigkeiten, absolute und relative Bahn usw. bestimmt werden können.

Eine ausführliche Wiedergabe der ganz allgemein gültigen Beziehungen über die konforme Abbildung würde den Rahmen dieses Werkes überschreiten; es muß diesbezüglich auf die Originalarbeiten[1] verwiesen werden; immerhin sei über das Grundsätzliche der Anwendung des Verfahrens auf die Schaufeldarstellung kurz berichtet.

Zweckmäßigerweise wählt man die Erzeugende der Hilfskegelfläche wieder so, daß sie die Stromlinie in einem Punkt zwischen Ein- und Austritt berührt oder schneidet, am besten im Austrittspunkt. Abb. 46 zeigt die Meridiankurve einer Rotationsfläche und die Erzeugende einer gleichachsigen Rotationskegelfläche. Gebilde auf der Rotationsstromfläche sollen so auf die Kegelfläche abgebildet werden, daß zusammengehörige Punkte beider Flächen in der gleichen Axialebene liegen. Ein Element des Umfanges du auf der Rotationsfläche erhält daher auf der Kegelfläche den Wert:

$$du' = du \frac{r'}{r},$$

wobei r den Radius, gemessen von der Drehachse bis zu einem Punkt P der Rotationsfläche, r' den entsprechenden Wert für den abgebildeten Punkt P' auf der Kegelfläche bedeuten. Soll ein elementares rechtwinkliges Dreieck mit den Katheten du in der Umfangs- und dm in der Meridianrichtung winkeltreu mit den Katheten du' und dm' abgebildet werden, so muß natürlich

$$\frac{dm'}{du'} = \frac{dm}{du}$$

sein, also auch:

$$dm' = dm \frac{r'}{r}. \tag{38}$$

Für die Kegelfläche mit einer unter dem Winkel φ gegen die Achse geneigten Erzeugenden ist

$$dm' = \frac{dr'}{\sin \varphi},$$

[1] Prášil: Zur Geometrie der konformen Abbildungen von Schaufelrissen, Schweiz. Bauzeitung Bd. 52, Nr. 7 und 8, ferner Prášil: Technische Hydrodynamik, Berlin 1926, II. Aufl.

also

$$\frac{dr'}{r'} = \sin\varphi \frac{dm}{r}$$

und von dem Wert r_0 an (gewöhnlich dem Schnitt- oder dem Berührungspunkt entsprechend) integriert:

$$ln \frac{r'}{r_0} = \sin\varphi \int \frac{dm}{r}$$

(39)
$$r' = r_0 \, e^{\sin\varphi \int \frac{dm}{r}}.$$

Kennt man die Meridiankurve, d. h. die Stromlinie, so kann das Integral graphisch bestimmt und r' auf der Kegelerzeugenden für jeden Punkt der Stromlinie angegeben werden. Eine ausführliche Erörterung des Verfahrens findet sich in den mehrfach zitierten Arbeiten Prášils. Die Auswertung des Integrals geschieht dort mit Hilfe von Tabellen, in denen die Änderung der Funktionswerte bei Fortschreiten auf den Kurven um endliche Differenzen eingetragen werden.

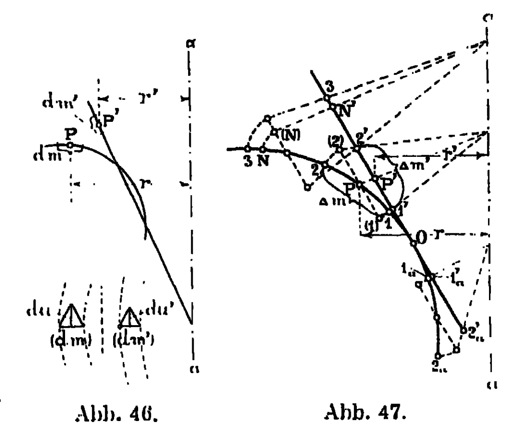


Abb. 46. Abb. 47.

Abb. 46—47. Graphisches Verfahren zur konformen Abbildung von Rotationsflächen.

Hier soll ein graphisches Verfahren bekannt gegeben werden, das gestattet, mit Zirkel und Lineal zum Ziele zu kommen (s. Abb. 47). Wir benützen die Differentialgleichung 38 und gehen, indem wir sie in Differenzenform schreiben, in endlichen statt in unendlich kleinen Schritten auf der Stromlinie vorwärts.

(40)
$$\Delta m' = \Delta m \frac{r'}{r}.$$

Vom Berührungs- oder Schnittpunkt der Stromlinie mit der Kegelerzeugenden angefangen, werden auf der ersteren beliebige, am besten gleichgroße Strecken Δm abgetragen und um ihre Mittelpunkte gedreht, bis sie parallel zur Kegelerzeugenden stehen. Sodann wird der Anfangspunkt (1) der ersten gedrehten Strecke mit seiner ursprünglichen Lage 1 verbunden; vom Schnittpunkt der so bestimmten Geraden mit der Drehachse wird nach dem Endpunkt (2) der ersten gedrehten Strecke eine weitere Gerade gezogen, die aus der Kegelerzeugenden im Punkte 2′ die erste Strecke $\Delta m'$ abschneidet. Man verbinde mit dem so erhaltenen Punkt 2′ den Anfangspunkt der zweiten gedrehten Strecke Δm, schneide mit dieser Geraden die Achse, projiziere mit dem Fahrstrahl von diesem Punkt bis zum Endpunkt der zweiten gedrehten Strecke diese auf die Kegelerzeugende usw. Fallen Projektionszentren auf der Achse außerhalb des Blattes, so wird der Nullpunkt der abgebildeten Fläche parallel zur Achse verschoben, bis die Projektionsfahrstrahlen bequem zu liegen kommen. Punkte der Kegelerzeugenden werden auf umgekehrtem Weg [Abb. 47, N', (N), N] auf die Stromlinie übertragen.

§ 13. Nachprüfung der Wassermenge und größte Leitradöffnung.

Gleich nach Festlegung der Schaufelung am Austritt hat, wenn man vom Diagramm der vollen Wassermenge ausgegangen ist, noch eine Nachprüfung stattzufinden, deren Erörterung bis hierher verschoben worden ist, um die Besprechung der Darstellung der Schaufelfläche nicht zu unterbrechen. Die Austrittsfläche ist erhalten worden, indem man unter Annahme einer mittleren Geschwindigkeit c_s den Saugrohrdurchmesser bestimmte, an dessen Erzeugende und gegen die Welle zu die Umlenkungskurven vom Eintritt zum Austritt zeichnete und schließlich die Austrittskante und die Winkel β_2 auf ihr festlegte; man nahm also mit anderen Worten zuerst die Summe an, ohne die Summanden, aus denen sie sich zusammensetzt, genau zu kennen. Es wäre Zufall, wenn die mit den Geschwindigkeiten c_{m_2} durch die Austrittsfläche gehende Wassermenge genau mit der dem Diagramm zugrunde gelegten übereinstimmte. Man wird daher am besten, sobald die Abwicklungen gezeichnet sind, eine Nachprüfung in dieser Richtung vornehmen.

Die Teilwassermenge, die zwischen zwei nicht zu weit voneinander abstehenden Flutflächen (Rotationsflächen mit Stromlinien als Meridiankurven) fließt, ist allgemein

$$\varDelta Q = F_{(i,k)} \cdot c_m \sqrt{2gH},$$

worin $F_{(i,k)}$ die Fläche senkrecht zur Meridiangeschwindigkeit c_m, die letztere selbst den Mittelwert zwischen den beiden auf den betrachteten Flutflächen herrschenden Geschwindigkeiten bedeuten. Die Fläche $F_{(i,k)}$ steht senkrecht auf c_m, wenn sie zwei sich schneidende zu dieser senkrechte Gerade oder Kurvenstücke enthält. Senkrecht zu c_m steht einmal die Umfangsrichtung. Die zwischen den Schaufelenden gelegenen Stücke $t - \varDelta$ des in der Abwicklung in wahrer Größe erscheinenden Austrittskreises bilden daher, summiert über den ganzen Umfang des unabgewickelten Kreises mit dem Durchmesser D, die eine Abmessung der Fläche $F_{(i,k)}$. Die zweite kann im Axialschnitt zwischen den beiden Stromlinien i und k abgemessen werden; auch sie muß senkrecht zu c_m stehen, sie muß also senkrecht zu den beiden Stromlinien abgegriffen werden, zwischen denen die Teilwassermenge durchgeht. Die Durchgangsfläche zwischen zwei Stromflächen a und b stellt sich dann auf

$$F_{(a,b)} = \pi \cdot \overline{D_{(a,b)}}\, b_{(a,b)} \overline{\left(\frac{t-\varDelta}{t}\right)_{(a,b)}},$$

die durchgehende Wassermenge auf

$$Q_{(a,b)} = \pi \frac{D_a + D_b}{2} b_{(a,b)} \frac{c_{m(a)} + c_{m(b)}}{2} \overline{\left(\frac{t-\varDelta}{t}\right)_{(a,b)}} \sqrt{2gH},$$

zwischen b und c

$$Q_{(b,c)} = \pi \frac{D_b + D_c}{2} b_{(b,c)} \frac{c_{m(b)} + c_{m(c)}}{2} \overline{\left(\frac{t-\varDelta}{t}\right)_{(b,c)}} \sqrt{2gH}$$

und im ganzen

$$Q = \Sigma \pi \overline{D_{(i,k)}}\, b_{(i,k)} \overline{c_{m(i,k)}} \overline{\left(\frac{t-\varDelta}{t}\right)_{(i,k)}} \sqrt{2gH}, \tag{41}$$

wobei

$$\overline{D_{(i,k)}}, \qquad \overline{c_{m(i,k)}}, \qquad \overline{\left(\frac{t-\varDelta}{t}\right)_{(i,k)}}$$

je als Mittelwerte zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stromlinien zu nehmen sind, während $b_{(i,k)}$ senkrecht zu diesen letzteren gemessen werden muß.

Denkt man sich den Abstand zwischen zwei Flutflächen, also zwischen den ihnen entsprechenden Stromlinien, kleiner und kleiner werdend, bis er unendlich klein wird, so geht der Ausdruck für die Wassermenge über in

$$dQ = \pi D \cdot db \cdot c_m \sqrt{2gH}\frac{t-\varDelta}{t},$$

daher wird z. B. für den Austrittsquerschnitt des Laufrades

(42) $$Q = \int \pi D_2 \frac{t_2 - \varDelta_2}{t_2} c_{m2} \sqrt{2gH} \cdot db_2 = \pi \sqrt{2gH} \int D_2 \frac{t_2 - \varDelta_2}{t_2} c_{m2}\, db_2$$

und kann erhalten werden, indem man auf einer Abszissenachse die Strecken $b_{2(a,b)}$, $b_{2(b,c)} \cdots$, und in den Endpunkten der Teilstrecken die Produkte

$$D_2 \frac{t_2 - \varDelta_2}{t_2} c_{m2}$$

als Ordinaten aufträgt. Die von der Abszissenachse, den Endordinaten und der entstehenden Kurve eingeschlossene Fläche multipliziert mit $\pi \cdot \sqrt{2gH}$ stellt dann die Wassermenge dar, die bei Erfüllung der angenommenen Austrittsdiagramme durch die Austrittsfläche durchgeht.

Oft kann auch $\frac{t_2 - \varDelta_2}{t_2}$ mit seinem Mittelwert vor das Integralzeichen gesetzt werden, wobei sich dann ergibt

(42a) $$Q = \pi \sqrt{2gH}\, \overline{\frac{t_2 - \varDelta_2}{t_2}} \int D_2\, c_{m2}\, db_2.$$

In der Regel stimmt der Wert von Q nach Gl. 42a nicht genau überein mit dem angenommenen und der Berechnung der Breite b_0 bzw. dem Eintrittsdiagramm zugrunde gelegten, weil bei der Annahme des Axialschnittes und der Abwicklungen noch nicht alle Größen bekannt waren. Es muß also eine Nachbesserung eintreten, indem entweder im Aufriß die äußere Begrenzung so geändert wird, daß die mit der Austrittsfläche berechnete Wassermenge mit der angenommenen übereinstimmt, oder so, daß Austritts- und Eintrittsdiagramm bei der gegebenen Wassermenge wie folgt in Übereinstimmung miteinander gebracht werden (s. Taf. 2 Abb. 1).

Bei der kleinen Änderung der relativen Austrittsgeschwindigkeiten, die notwendig ist, um bei der konstruierten Austrittsfläche die gegebene Wassermenge durch diese durchfließen zu lassen, darf genügend genau Proportionalität zwischen der Wassermenge und der relativen Austrittsgeschwindigkeit auf der mittleren Stromlinie eines Kanales angenommen werden. Es würde also, wenn bei dem angenommenen Diagramm die mittlere Austrittsgeschwindigkeit den Wert w_2' und die Wassermenge den Wert Q' statt Q hat, das die richtige Wassermenge ergebende w_2 gefunden als

$$w_2 = w_2' \cdot \frac{Q}{Q'}.$$

Mit der Änderung von w_2' auf w_2 im Diagramm ändern sich aber auch c_{u2} und c_2, also auch η_h. Demnach entspricht das Eintrittsdiagramm den neuen Verhältnissen auch nicht mehr genau und muß entsprechend abgeändert werden. Soll das schon fertig konstruierte Laufrad, also auch die Breite b_0

nicht mehr geändert werden, so darf sich auch c_{m0} nicht mehr ändern. Die Spitze des neuen Eintrittsdreieckes muß also auf einer Horizontalen durch die Spitze des alten liegen; c_{u0} bestimmt sich wie früher unter Einführung der Größen des neuen Austrittsdiagrammes. Diese Korrektur des Diagrammes hat gewöhnlich nur eine kleine Änderung des Leitradwinkels α_0 zur Folge. Bei Turbinen mit so niedrigen spezifischen Drehzahlen, wie hier vorausgesetzt, können Abmessungen und Geschwindigkeiten am Eintritt durch Annahme einer gleich groß bleibenden Geschwindigkeit c_{m0} und radial verlaufender Wasserfäden auf den ersten Wurf bestimmt werden; bei spezifisch schneller laufenden Turbinen dagegen, bei denen c_{m0} beim Eintritt weder senkrecht zur Achse gerichtet ist, noch längs der Eintrittskante gleich groß vorausgesetzt werden darf, muß eine ähnlich durchgeführte Nachprüfung der Wassermenge auch für den Eintritt stattfinden (s. § 24). Es müssen dann die für die beiden Querschnitte erhaltenen Wassermengen gleich sein.

Ist man vom Diagramm besten Wirkungsgrades ausgegangen, so ist jetzt zu untersuchen, wie weit die Regulierung zu öffnen ist, bis die volle Wassermenge durchgeht. Ist Q die volle, $Q_{(\eta_{max})}$ die Wassermenge besten Wirkungsgrades, so wird man im Diagramm zuerst das w_2 der mittleren Stromlinie vergrößern auf

$$w_2 = w_{2(\eta_{max})} \cdot \frac{Q}{Q_{(\eta_{max})}},$$

hieraus die entsprechenden w_2 auf den übrigen Stromlinien aufsuchen und nach dem mittleren Austrittsdreieck das Eintrittsdreieck unter Beibehaltung des schon festgelegten Winkels β_1 konstruieren. Hierin kann der größte Eintrittswinkel der Zuströmung α_0 abgegriffen werden.

Das selbe Verfahren muß auch Platz greifen, wenn es sich darum handelt, ein vorhandenes Laufrad oder ein schon vorhandenes Modell für vorgeschriebene Verhältnisse auszunützen. Es ist dann gegeben:

Gefälle, Umfangsgeschwindigkeit und Wassermenge.

Man rechnet sich zunächst c_s aus der Gleichung

$$c_s = \frac{Q}{\frac{\pi}{4}\left(D_s^2 - D_i^2\right)\sqrt{2gH}}$$

und daraus

$$c_{m2} = c_s = \frac{F_s}{F_3}\,\frac{t_2}{t_2 - \Delta t_2},$$

(F_3 Fläche kurz nach dem Austritt) oder c_{m2} unmittelbar aus

$$c_{m2} = \frac{Q}{\pi D_2 b_2}\,\frac{t_2}{(t_2 - \Delta t_2)}.$$

Ferner sind zu bestimmen

$$u_1 = \frac{\pi D_1 n}{60\sqrt{2gH}}$$

und, für den Austritt der mittleren Stromlinie,

$$u_2 = u_1 \frac{D_2}{D_1}.$$

Nunmehr kann, nach Feststellung des Schaufelwinkels am Austritt, das entsprechende Dreieck aus u_2, c_{m2} und β_2 gezeichnet und daraus die Lage der Eintrittsvertikalen in bekannter Weise bestimmt werden.

Zur Vervollständigung des Eintrittsdreieckes wird noch

$$c_{m0} = \frac{Q}{\pi \cdot D_1 \cdot b_0 \cdot \sqrt{2gH}}$$

ausgerechnet, an der Schaufelung β_1 abgemessen und im Diagramm aufgetragen, wonach dieses beendigt werden kann.

Von dem einen Austrittsdreieck auf einer mittleren Stromlinie ist, wie bekannt, auf die Dreiecke der übrigen Stromlinien zu schließen und hierauf die oben angegebene Nachprüfung der Wassermenge vorzunehmen.

Das zuerst für bestimmte Daten entworfene Diagramm bildet die Grundlage für den Entwurf von weiteren für verschiedene Wassermengen und Drehzahlen. An Hand dieser letzteren lassen sich dann die Eigenschaften der gegebenen Turbine unter wechselnden Betriebsbedingungen studieren.

Bei Anwendung von Gußschaufeln kann das Laufrad in seiner Profilform ohne Änderung der Kernbüchse in ziemlich weiten Grenzen geändert werden, indem man die Kerne mit Hilfe von entsprechenden, ringsegmentförmigen Auf- oder Einsätzen an der Kernbüchse herstellt. Man hat dabei den Vorteil, Ein- und Austritt unabhängig voneinander abändern zu können.

§ 14. Die Strömung im Austrittsquerschnitt des Laufrades.

Während bei ganz schmalen Rädern die Rechnung mit Mittelwerten der Geschwindigkeiten im allgemeinen ausreichend genaue Ergebnisse liefert, werden die Unterschiede bei breiteren so groß, daß es nicht mehr angeht, die Ausflußverhältnisse nur auf Grund des sog. mittleren Wasserfadens zu betrachten.

Nimmt man längs der zur Achse parallelen Leitradkante gleichen Druck an, so gibt Gleichung 36 sofort den nötigen Anhaltspunkt zur Beurteilung der Austrittsgeschwindigkeiten an verschiedenen Punkten der Austrittskante.

Das Diagramm Abb. 48 für das Rad Abb. 49 zeigt die Austrittsgeschwindigkeiten w_2 für vier verschiedene Wassermengen, ○ für die volle Öffnung des Leitrades, o für diejenige besten Wirkungsgrades und für zwei kleinere x und ◎. Es fällt sofort auf, wie rasch die Geschwindigkeiten an Austrittspunkten von kleinerer Umfangsgeschwindigkeit gegenüber denen von hohem u_1, den äußeren, wechseln. Geht z. B. die Relativgeschwindigkeit außen (Stromlinie A) von 0,73 auf 0,61, also von 100 auf 83% zurück, so vermindert sich w_2 innen (Stromlinie D) von 0,52 auf 0,34, also von 100% auf 65%. Bei der dritten Wassermenge (◎) fließt an den Austrittspunkten D und C schon kein Wasser mehr aus, und je mehr das Leitrad geschlossen wird, desto dünner wird, von der äußersten Stromlinie an gerechnet, der Hohlzylinder, in dem die von der ganzen Austrittsfläche des Leitrades gelieferte Wassermenge vom Laufradaustritt wegfließt.

Da sich im Leitradaustritt diese Veränderungen nicht zeigen, müssen sie mit wechselnder Wassermenge eine Verlagerung und Formveränderung der Stromlinien derart bewirken, daß sich die Stromlinien mit kleiner werdender Leitradöffnung am Laufradaustritt immer mehr nach außen schieben. In Abb. 49 entsprechen die bis ins Leitrad fortgesetzten ausgezogenen Stromlinien der normalen, die gestrichelten kleineren (x ◎) bzw.

größeren (o) Leitradöffnungen und Wassermengen. Genau genommen ändern sich gleichzeitig auch die Winkel β_2, unter denen die Wasserteilchen relativ zum Laufrad austreten; ihre neuen Werte sind aus dem Schaufelplan ohne weiteres bestimmbar, wenn man die Richtung der Stromlinien am Austritt als bekannt voraussetzt.

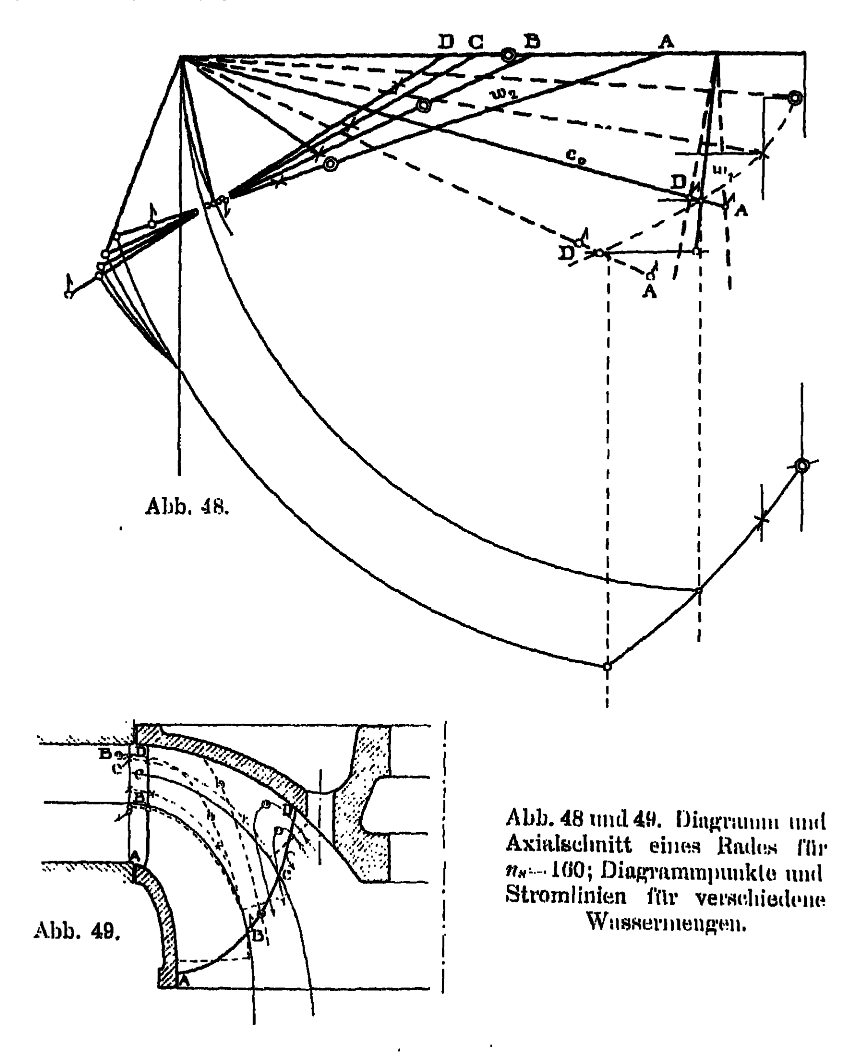


Abb. 48.

Abb. 49.

Abb. 48 und 49. Diagramm und Axialschnitt eines Rades für $n_s = 160$; Diagrammpunkte und Stromlinien für verschiedene Wassermengen.

Im obersten Saugrohrquerschnitt strömt das Wasser unter den gemachten Voraussetzungen gemäß Abb. 48 und 49. In Wirklichkeit ist bei voller Wassermenge die Relativgeschwindigkeit w_2 ganz außen noch etwas kleiner, einmal wegen der Wandreibung am äußeren Kranz, sodann aber auch deshalb, weil, wie im Abschnitt über die Untersuchung des Druckes längs der Eintrittskante, § 25, des näheren ausgeführt ist, der Spaltdruck dort am kleinsten ist.

Der innere Kern im Saugrohr weist die stärksten Veränderungen mit wechselnder Wassermenge auf, sowohl hinsichtlich der Umfangs- wie auch der

Meridian-, also Axialkomponente. In der Nähe der Achse wird c_m bald gleich Null und es kann sich dann eine Sekundärströmung im Wasser in der in Abb. 49 angegebenen Pfeilrichtung ausbilden[1].

Bei dieser Sachlage darf auch der gesamte Austrittsverlust nicht mehr als c_2^2 des mittleren Wasserfadens in Rechnung gesetzt werden; vielmehr ist jede Teilwassermenge dQ zunächst mit dem ihr eigenen Austrittsverlust c_2^2 zu multiplizieren. Dividiert man die Summe der so erhaltenen Teilverluste durch die Wassermenge Q, so erhält man den Mittelwert von c_2^2 im Austrittsquerschnitt des Laufrades zu

$$\overline{c_2^2} = \frac{\int c_2^2\, dQ}{Q}. \tag{43}$$

Allerdings kann bei entsprechender Saugrohrkonstruktion ein kleinerer oder größerer Teil $(k c_2^2 = k_m c_{m_2}^2 + k_u c_{u_2}^2)$ dieses Verlustes wieder zurückgewonnen werden (s. Abschnitt über das Saugrohr); der endgültige Verlust stellt sich dann auf:

$$r_u = \frac{(1 - k_m)\int c_m^2\, dQ + (1 - k_u)\int c_u^2\, dQ}{Q},$$

(ausführliche Erörterung s. § 21).

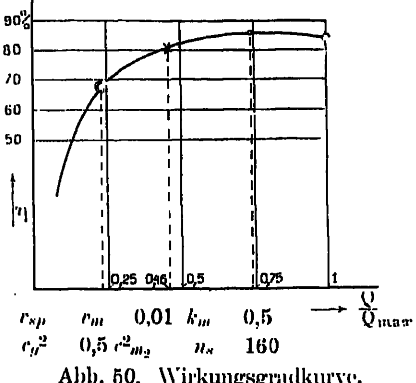


Abb. 50. Wirkungsgradkurve.

Angesichts der Tatsache, daß die Francisturbine gewöhnlich mit Wassermengen betrieben wird, die von voll bis $^1/_2$, ja $^1/_3$ herunter wechseln und daß, wie eben gezeigt, diesem Wechsel eine sehr starke Veränderung der Stromlinien entspricht, büßen die Bemühungen, für Sonderfälle (z. B. $\alpha_2 = 90°$) die **genaue** Form der Stromlinien festzustellen, zwar nicht an wissenschaftlicher, wohl aber an **praktischer** Bedeutung ein.

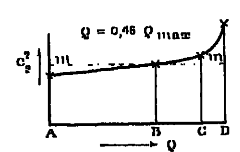


Abb. 51. Bestimmung des Austrittsverlustes von Turbine Abb. 49 nach Diagramm Abb. 48.

Abb. 50 zeigt den Verlauf des Wirkungsgrades für die Turbine Abb. 49, Abb. 51 den Verlauf des Wertes c_2^2 bei der Wassermenge 0,46 Q_{max}. Die Linie m—m entspricht dem Mittelwert $\frac{\int c_2^2\, dQ}{Q}$; wie ersichtlich stimmt dieser Wert fast genau mit c_2^2 auf der mittleren Stromlinie B überein.

§ 15. Ausführungsbeispiel.

Auf Taf. 1 ist ein Francislaufrad mit Gußschaufeln älterer Konstruktion dargestellt, das, wenn es mit dem Diagramm Abb. 1, Taf. 1 läuft (Austrittspunkt a), folgenden Konstruktionsangaben genügt:

$$\left.\begin{aligned} Q_{(1)}' &= 0{,}38 \text{ cbm} \\ n_{(1)} &= 62{,}5 \\ N_{(1)} &= 4{,}1 \text{ PS} \end{aligned}\right\} H = 1 \text{ m}$$

$$u_1 = 0{,}665$$

$$n_s = 127$$

[1] Diese Untersuchungen waren schon in der ersten Auflage des Werkes enthalten.

Abb. 4 läßt in der Abwicklung die absoluten Wasserwege längs des Bodens erkennen und zwar für die im Diagramm mit a, b und c bezeichneten Austrittspunkte (vgl. § 4). Wie ersichtlich, zeigt der absolute Wasserweg besonders bei voller Wassermenge innen etwas starke Krümmung, eine Folge des Bestrebens, die Schaufel an dieser Stelle in der Umfangsrichtung möglichst kurz zu halten, um die Austrittskante in eine Axialebene verlegen zu können, sowie der Anwendung der neutralen Kurve nach dem letzten geschlossenen Querschnitt senkrecht zu w_2. Wäre die Schaufel, wie dies heute geschähe, von der Austrittskante an sofort mehr aufgerichtet worden, so hätten die Krümmungen gleichmäßiger und besser verteilt werden können.

Wie ohne weiteres einzusehen, strömen bei dieser Schaufel die Wasserteilchen längs des Laufradbodens noch stark radial einwärts und zehren dadurch auf ihrem Weg bis ins Saugrohr infolge Vergrößerung der Umfangskomponente c_{u_2} einen Teil des verfügbaren Gefälles auf; allein ihr Anteil an der Gesamtwassermenge ist schon recht klein, so daß der Übelstand der Vergrößerung des Austrittsverlustes infolge des Strömens gegen die Achse zu keine große Bedeutung hat; immerhin wäre die Schaufel besser nach innen etwas verlängert worden.

Als Gegenbeispiel zeigen Abb. 8 und 9, Taf. 1, eine Schaufel neuzeitlicher Form, eine Verbesserung der Abwicklungen Abb. 4 und 7. Ein Vergleich der beiden Konstruktionsarten läßt die Entwicklung, die die Schaufelformen genommen haben, leicht erkennen.

Im Grundriß der Schaufel mit den Schnittkurven der zur Achse senkrechten Ebenenschar sind Vor- und Rückschaufel um eine Teilung verschoben gezeichnet, so daß sie zusammen den Kern und damit die Begrenzungsflächen der Kernbüchse darstellen; auch die am Ein- und am Austritt der Schaufel befindlichen Kernlager als Ansätze der Kerne sind dort angedeutet.

B) Genauere Rechnungsverfahren.

Schnelläufer.

Für Räder von höheren spezifischen Drehzahlen ergeben die bisher gemachten Annahmen und die gezeigten Rechnungsverfahren nicht mehr ausreichend genaue Ergebnisse; es ist daher die Veränderlichkeit der Hauptwerte quer zu den Stromlinien zuerst im Axialschnitt, später auch auf Kreisen um die Achse zu untersuchen. Die zu berührenden Fragen hängen so eng mit denen zusammen, die bei der Konstruktion der Räder von hoher spezifischer Drehzahl gestellt werden müssen, daß die nächstfolgenden Paragraphen auch unmittelbar als Abschnitt zur Berechnung solcher Räder angesehen werden können.

§ 16. Veränderlichkeit von Druck und Geschwindigkeit quer zu den Stromlinien.

1. Allgemeines.

In welchem Sinn sich Druck und Geschwindigkeit in der Strömung durch einen Rotationshohlraum ändern, wenn dessen zuerst gerade, z. B. rein radial gedachten Begrenzungen im Axialschnitt mehr und mehr gekrümmt werden, ist leicht einzusehen. Infolge der Beschleunigung der Wasserteilchen entgegen der Richtung des Krümmungsradius übt jedes Teilchen Trägheitskräfte auf das ihm in Richtung des Krümmungsradius benachbarte aus; der Druck steigt daher in Richtung des Krümmungsradius an, während sich gleichzeitig die Gesamtgeschwindigkeit entsprechend vermindert, dies unter der Voraussetzung, daß die Wasserteilchen, auf die Masseneinheit bezogen, alle gleichen Inhalt an hydraulischer Energie haben und behalten, solange sie sich noch außerhalb des Gebietes des Laufrades befinden.

Schwieriger als die Vorgänge ihrem Sinne nach zu beschreiben ist es, die Änderungen von Geschwindigkeit und Druck zahlenmäßig zu erfassen; denn die Lösung des Problems ist selbst dann nicht einfach, wenn Annahmen, wie wirbel- und reibungsfreie (Potential)-Strömung, oder Meridiankurven von bestimmter, steliger und einer der analytischen Behandlung zugänglichen Form gemacht werden. Die Schwierigkeiten steigern sich noch, wenn von diesen vereinfachenden Annahmen abgesehen wird, wenn die den Hohlraum begrenzenden Meridiankurven unstetige Krümmungen aufweisen und aus verschiedenen, nach konstruktiven Gesichtspunkten angenommenen Kurvenstücken zusammengesetzt sind, wenn überdies die Grenzbedingung des Leitradaustrittes berücksichtigt wird, darin bestehend, daß infolge der zylindrischen Form der beweglichen Leitschaufeln die zur Drehachse der Schaufel senkrecht gerichtete Geschwindigkeitskomponente auf der ganzen Leitradaustrittskante gleiche Neigung gegenüber dem Umfang haben muß, daß also eine Vergrößerung der Geschwindigkeit stets die Radial- und die Umfangskomponente in gleichem Sinn und Verhältnis trifft.

Je nach Art der gemachten Voraussetzungen und dem gesetzten Ziel wird der eine oder der andere Rechnungsweg rascher zu brauchbaren Ergebnissen führen; demgemäß unterscheiden sich auch die von den verschiedenen Autoren[1] gewählten Verfahren im einzelnen nicht unerheblich voneinander. Die meisten Arbeiten gehen von den allgemeinen Gleichungen der Hydrodynamik aus, gründen sich auf verschiedene vereinfachende Annahmen über die Art der Strömung (wirbelfreie Potentialströmung) und gelangen dann zur Beschreibung des Einzelfalles.

In den nachfolgenden Ausführungen soll versucht werden, die für den Entwurf der Schaufel notwendigen Elemente auf einem Weg zu erhalten, der insofern von dem üblichen abweicht, als hier in erster Linie über die Art

[1] Siehe u. a.: v. Mises, Theorie der Wasserräder, Leipzig 1908; Prášil, Technische Hydrodynamik, Berlin 1926, 2. Aufl.; H. Lorenz, Technische Hydromechanik, Oldenbourg, Berlin und München; G. Flügel, Ein neues Verfahren zur graphischen Integration, München 1914; W. Kucharski, Strömungen einer reibungsfreien Flüssigkeit bei Rotation fester Körper, München 1918; Bauersfeld, Die Grundlagen zur Berechnung schnellaufender Kreiselräder, Z. d. V. d. I. 1922.

und die Form der **Stromlinien** gewisse, die Rechnung vereinfachende Annahmen gemacht werden sollen. Diese haben als Grenzbedingungen zu berücksichtigen, daß die äußeren Stromlinien längs der festen Wandungen verlaufen müssen und daß, wie oben erwähnt, bei Annahme von drehbaren Leitschaufeln üblicher Bauart, der Winkel zwischen Umfangstangente und der Projektion der Geschwindigkeit der Wasserteilchen auf eine Ebene senkrecht zur Achse an allen Punkten der Leitradaustrittskante gleich sein muß.

2. Die Differentialgleichung für die Geschwindigkeitsverteilung auf Normalen zu den Stromlinien.

Bei der Aufstellung der Differentialgleichung setzen wir voraus, daß vor dem Laufradeintritt sämtliche Wasserteilchen gleiche hydraulische Energie [1] (Druck- plus Lagen- plus kinetische Energie) bezogen auf die Gewichtseinheit besitzen. Damit ist, zur Vereinfachung der Rechnung, angenommen, daß **Verluste** durch Wirbel, die die Leitschaufeln in der natürlichen Flüssigkeit erzeugen, vernachlässigt werden, ohne daß zugleich Wirbelfreiheit vorausgesetzt ist.

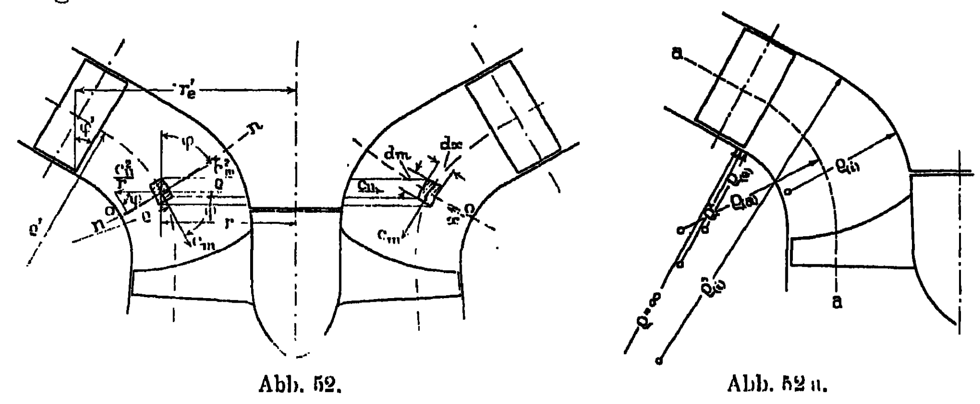


Abb. 52. Abb. 52 a.

Abb. 52 und 52 a. Axialschnitt durch einen Rotationshohlraum Leit-Laufrad.

Abb. 52 zeigt den zu untersuchenden Rotationshohlraum; die Austrittskante der Leitschaufel sei unter dem Winkel φ' gegen die Achse, ihr letztes Element gegen den Umfang unter dem Winkel α' (s. Abb. 53) geneigt. Die Linie n—n sei eine orthogonale Trajektorie (Normale) zu den Stromlinien; die letzteren seien im Schnittpunkt mit der Normalen nach dem Radius ϱ gekrümmt, dessen Werte $\varrho_{(e)}$, $\varrho_{(i)}$, $\varrho_{(a)}$ sich auf die entsprechend benannten Stromlinien beziehen sollen; [$\varrho_{(e)}$ Krümmungsradius außen, $\varrho_{(i)}$ innen, $\varrho_{(a)}$ auf einer angenommenen (Ausgangs-) Stromlinie, s. Abb. 52 a].

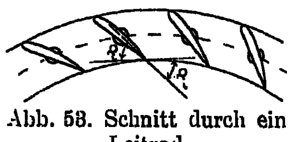


Abb. 53. Schnitt durch ein Leitrad.

Es frägt sich nun, wie sich Druck, Geschwindigkeit und Geschwindigkeitsrichtung auf einer normal zu den Stromlinien verlaufenden Kurve n—n, d. h. quer zu den Stromlinien ändern.

[1] Die Annahme gleichen Energieinhalts aller Wasserteilchen ist natürlich nicht streng richtig; die Randteilchen strömen ganz anders als die im Innern des Kanals; eine Berücksichtigung dieser Erscheinung würde jedoch die Rechnung zu sehr erschweren.

Wir rechnen in Meridiankoordinaten, denken uns also in jedem Punkt ein Koordinatenkreuz so gelegt, daß die eine Achse in die Richtung des Umfanges (Richtung der Umfangskomponente c_u der Geschwindigkeit des Wasserteilchens), die zweite in die Richtung der Tangente an die Stromlinie in der Meridianebene (Richtung von c_m) und die dritte, ebenfalls in der Meridianebene gelegene, in die Richtung des Krümmungsradius der Meridianlinie fällt; die auf der Normalen gemessene Entfernung eines Punktes von der äußeren Kranzlinie (e) bezeichnen wir mit x.

Wir vernachlässigen die Unstetigkeiten an den Schaufeln des Leitrades, setzen also voraus, daß die Funktionen auf einem Kreis um die Drehachse der Turbine ihrem Betrag nach konstant seien. (Achsensymmetrische Strömung.)

Betrachten wir einen Wasserring um die Drehachse von einem unendlich kleinen Querschnitt $dm \cdot dx$, dm in der Richtung des Meridians (Stromlinie), dx senkrecht dazu in Richtung des Krümmungsradius ϱ gemessen (s. Abb. 52). Die Wasserteilchen bewegen sich in Richtung des Umfanges mit der spezifischen Geschwindigkeit c_u, in Richtung des Meridians mit c_m. Das Wasserteilchen erfährt daher in der Richtung $(-\varrho)$ oder, was auf dasselbe hinauskommt $(-x)$, die Beschleunigung $\frac{c_m}{\varrho} 2gH$, in der zur Drehachse senkrechten Richtung $(-r)$ eine solche von $\frac{c_u^2}{r} 2gH$ und in vertikaler Richtung die Schwerebeschleunigung g. Die Kraft, die diesen Beschleunigungen zufolge auf die benachbarten Teilchen in der Richtung von ϱ, d. h. normal zu der Stromlinie übertragen wird, ist daher

$$d^2P = \frac{\gamma}{g} 2\pi r\, dm \cdot dx \left(\frac{c_m^2}{\varrho} - \frac{c_u^2}{r} \sin\varphi \right) 2gH - \gamma\, 2\pi r\, dm \cdot dx \cos\varphi.$$

Die Druckzunahme dp auf der Flächeneinheit ist

$$dp = \frac{d^2P}{2\pi r\, dm}$$

und daher

$$dp = \frac{\gamma}{g} dx \left(\frac{c_m^2}{\varrho} - \frac{c_u^2}{r} \sin\varphi \right) 2gH - \gamma\, dx \cos\varphi.$$

Ferner gilt mit den oben gewählten Bezeichnungen und infolge der Annahme gleichen Energieinhalts aller Teilchen

$$\frac{dp}{\gamma} + dH_x + dc^2 H = 0$$

$$\frac{dp}{\gamma H} + \frac{dH_x}{H} = -dc^2,$$

wenn mit H_x die Höhenlage des betrachteten Punktes über einer O-Ebene bezeichnet wird. Weiters ist:

$$\sin\varphi\, dx = -dr,$$

$$\cos\varphi\, dx = dH_x$$

und daher

(44) Gilt auf Normalen zu den Stromlinien.

$$-dc^2 = 2\frac{c_m^2}{\varrho} dx + 2\frac{c_u^2}{r} dr.$$

Die Gleichung ist längs n—n integrierbar, sobald der Zusammenhang der einzelnen Größen untereinander bekannt ist. Dieser Zusammenhang ist

natürlich dadurch gegeben, daß die auf ein Flüssigkeitselement einwirkenden äußeren Kräfte mit den Trägheitskräften im Gleichgewicht sein müssen. Größe und Richtung der Geschwindigkeit an irgend einem Punkt hängt von der Verteilung der Drücke und letzten Endes von dem ganzen Strömungszustand ab; eine genaue Untersuchung ist also nur unter Berücksichtigung der allgemeinen Differentialgleichungen der Hydrodynamik möglich (s. die a. O. angeführte Literatur); die Rechnungen werden zumeist umständlich und verwickelt. Jedoch läßt sich auch auf einfacherem Wege, auf Grund rein geometrischer Annahmen ein Bild über den Verlauf von Druck und Geschwindigkeit gewinnen, das in den meisten Fällen eine für die Praxis ausreichende Übereinstimmung mit der Wirklichkeit besitzt.

Solange keine Ablösung des Wasserstrahles eintritt, wird das längs des Außenkranzes fließende Wasserteilchen der dortigen Begrenzung folgen, das längs des Innenkranzes fließende der Nabenscheibe entlang strömen; die Wege dieser beiden Wasserteilchen, bzw. deren Stromlinien im Axialschnitt sind also ohne weiteres bekannt. Die dazwischen befindlichen Stromlinien werden sich hinsichtlich Abstand, Form und Krümmung stetig ändern. Liegen die Krümmungsmittelpunkte der beiden Grenzkurven auf der gleichen Seite und durchläuft der Krümmungsradius ϱ der Stromlinien zwischen dem Grenzwert außen $\varrho_{(e)}$ und demjenigen innen $\varrho_{(i)}$ kein Maximum oder Minimum, so darf man den Krümmungsradius ϱ, ohne allzu großen Fehler zu begehen, als lineare Funktion von x in der Form

$$\varrho = \frac{\varrho_{(i)} - \varrho_{(e)}}{b} \cdot x + \varrho_{(e)} \tag{45}$$

anschreiben; b ist so wie x auf der Normalen zu den Strombahnen zu messen und stellt die ganze Profilbreite längs der Normalen dar. Die Gleichung erfüllt die Randbedingungen:

$$x = 0, \quad \varrho = \varrho_{(e)}$$
$$x = b, \quad \varrho = \varrho_{(i)}.$$

Es wird ferner:

$$d\varrho = \frac{\varrho_{(i)} - \varrho_{(e)}}{b}\, dx$$

$$dx = \frac{b}{\varrho_{(i)} - \varrho_{(e)}}\, d\varrho$$

und, wenn α den Winkel zwischen der Geschwindigkeit c und der Richtung der Umfangsgeschwindigkeit bedeutet:

$$c_m = c \sin \alpha$$
$$c_u = \frac{c_m}{\operatorname{tg} \alpha}.$$

Der Winkel α ändert sich auf der Leitradaustrittskante und auf Normalen in deren Nähe nur wenig; er werde daher als konstant in die Differentialgleichung eingeführt; die integrierte Gleichung gilt dann allerdings nur in der Nähe des Leitradaustrittes.

Die Differentialgleichung 44 schreibt sich nun wie folgt:

$$-\frac{d(c_m^2)}{\sin^2 \alpha} = 2\, c_m^2 \left(\frac{dx}{\varrho} + \frac{dr}{r \operatorname{tg}^2 \alpha}\right)$$

oder da

$$d(c_m^2) = 2\,c_m\,d\,c_m \quad \text{ist,}$$

(46) gilt normal zu den Stromlinien.

$$-\frac{d\,c_m}{c_m} = \frac{b}{\varrho_{(i)} - \varrho_{(e)}} \sin^2\alpha\,\frac{d\,\varrho}{\varrho} + \cos^2\alpha\,\frac{d\,r}{r}.$$

Die Differentialgleichung beschreibt die Veränderungen auf einer beliebigen Normalen zu den Strombahnen; sie soll in erster Linie zur Beantwortung der Frage dienen, mit was für Geschwindigkeiten und in welcher Richtung die einzelnen Wasserteilchen vor der Laufradeintrittskante ankommen; erst nach dieser Feststellung wird es möglich sein, die Geschwindigkeitsdiagramme für die Bewegung auf einzelnen Stromlinien zu entwerfen, d. h. zu erkennen, wie die einzelnen Wasserteilchen im Laufrad abgelenkt werden müssen, damit ihre Arbeitsfähigkeit tunlichst ausgenützt wird.

Der Charakter der ganzen Strömung zwischen Leitrad und Laufrad wird durch das erstere bedingt, d. h. durch die Geschwindigkeiten, die den einzelnen Wasserteilchen durch die Leitschaufeln aufgezwungen werden. Die Strömung und die Geschwindigkeitsverteilung im Austrittsquerschnitt des Leitrades ist daher als Ausgangspunkt und Anfangsbedingung zuerst zu untersuchen.

§ 17. Die Strömung im Austrittsquerschnitt des Leitrades.

Im Einklang mit den heute allgemein üblichen Ausführungen soll weiterhin ein Leitrad mit drehbaren Schaufeln vorausgesetzt werden, im Axialschnitt begrenzt von zwei Geraden, die bei rein radialem Leitrad senkrecht, bei konischem Leitrad geneigt zur Turbinenachse stehen. Werte, die sich auf den Leitradaustritt beziehen, seien mit dem Index ' bezeichnet. Auf der Leitradaustrittskante darf, wie schon angenommen, sofern diese nicht oder nicht allzusehr in das Gebiet starker Krümmung der Stromlinien hineinragt, α' mit genügender Genauigkeit als konstant angesehen werden. Es sind dann α' und damit auch $\sin\alpha'$ und $\cos\alpha'$ in der Differentialgleichung 46

$$-\frac{d\,c'_m}{c'_m} = \frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}} \sin^2\alpha'\,\frac{d\,\varrho'}{\varrho'} + \cos^2\alpha'\,\frac{d\,r'}{r'}$$

unabhängig von ϱ' und r'.

Die letzte Gleichung integriert, ergibt

$$-\ln c'_m = \frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}} \sin^2\alpha' \cdot \ln\varrho' + \cos^2\alpha' \cdot \ln r' + k.$$

Setzt man voraus, daß auf der Leitradaustrittskante für eine bestimmte, angenommene Stromlinie $r'_{(a)}$, $\varrho'_{(a)}$ und $c'_{m(a)}$ bekannt seien und schreibt die Gleichung mit diesen Werten an, so ergibt sich durch Subtraktion der Ausdrücke für $\ln c'_m$ und $\ln c'_{m(a)}$

$$\ln c'_m - \ln c'_{m(a)} = \frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}} \sin^2\alpha' (\ln\varrho'_{(a)} - \ln\varrho') + \cos^2\alpha' (\ln r'_{(a)} - \ln r').$$

Das Verhältnis der Meridiangeschwindigkeit c'_m auf einer beliebigen Stromlinie zu $c'_{m(a)}$ auf der bekannten oder angenommen sei mit μ bezeichnet; es ergibt sich zu:

(47) gilt normal zu den Stromlinien

$$\mu = \frac{c'_m}{c'_{m(a)}} = \frac{c'_u}{c'_{u(a)}} = \left(\frac{\varrho'_{(a)}}{\varrho'}\right)^{\frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}}\sin^2\alpha'} \cdot \left(\frac{r'_{(a)}}{r'}\right)^{\cos^2\alpha'}.$$

Hierin ist nach Gleichung 45

$$\varrho' = \frac{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}}{b'} x + \varrho'_{(e)}.$$

Für $\varrho'_{(a)}$ gilt derselbe Ausdruck, nur ist für x der Wert $x_{(a)}$ einzusetzen, der der angenommenen Stromlinie entspricht.

Die Werte: $\frac{c'_m}{c'_{m(a)}}$, $\frac{\varrho'_{(a)}}{\varrho'}$ und $\frac{r'_{(a)}}{r'}$ weichen in der Regel nicht sehr stark von 1 ab; man darf daher, ohne einen unzulässigen Fehler zu begehen, deren Logarithmen je durch das erste Glied der Reihe ersetzen und erhält z. B. für

$$ln \frac{c'_m}{c'_{m(a)}} = 2 \frac{\frac{c'_m}{c'_{m(a)}} - 1}{\frac{c'_m}{c'_{m(a)}} + 1} = 2 \frac{\mu - 1}{\mu + 1}.$$

Es wird also

$$2 \frac{\mu - 1}{\mu + 1} = \frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}} \sin^2 \alpha' \cdot 2 \frac{\frac{\varrho'_{(a)}}{\varrho'} - 1}{\frac{\varrho'_{(a)}}{\varrho'} + 1} + 2 \cos^2 \alpha' \frac{\frac{r'_{(a)}}{r'} - 1}{\frac{r'_{(a)}}{r'} + 1}.$$

Setzen wir

(48) $$\frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}} \sin^2 \alpha' \frac{\varrho'_{(a)} - \varrho'}{\varrho'_{(a)} + \varrho'} + \cos^2 \alpha' \frac{r'_{(a)} - r'}{r'_{(a)} + r'} = A,$$

so wird

(47 a) $$\mu = \frac{1 + A}{1 - A}.$$

Für den rein radialen Leitapparat (z. B. nach Abb. 54) ist $r' = r'_{(a)}$ zu setzen; der zweite Faktor der rechten Seite der Gleichung 47, bzw. das zweite Glied der Gleichung 48 verschwindet in diesem Fall, und es wird:

(47 b) $r' = r'_{(a)}$
$$\mu = \frac{1 + \frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}} \cdot \frac{\varrho'_{(a)} - \varrho'}{\varrho'_{(a)} + \varrho'} \sin^2 \alpha'}{1 - \frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}} \cdot \frac{\varrho'_{(a)} - \varrho'}{\varrho'_{(a)} + \varrho'} \sin^2 \alpha'}.$$

Der Faktor $\frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}}$ ist gewöhnlich etwas kleiner als 1. Für die Annahme:

$$\frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}} = 1; \quad \alpha' = 30^0; \quad \sin^2 \alpha' = \frac{1}{4}; \quad \varrho' = \frac{1}{3} \cdot \varrho'_{(a)},$$

ergibt sich

$$\mu = \frac{1 + 1 \cdot \frac{\frac{2}{3}}{\frac{4}{3}} \cdot \frac{1}{4}}{1 - 1 \cdot \frac{\frac{2}{3}}{\frac{4}{3}} \cdot \frac{1}{4}} = \frac{1 + \frac{1}{8}}{1 - \frac{1}{8}} = \frac{9}{7} = 1{,}28.$$

Der erste Faktor der rechten Seite von Gleichung 47 entspricht dem Einfluß der Meridiankrümmung, der zweite dem Einfluß der Schiefstellung der Leitradaustrittskante gegenüber der Achse. Da ϱ' und r' auf der Austrittskante eines konischen Leitrades, wie aus Abb. 52a zu ersehen, im entgegen-

gesetzten Sinn wachsen und abnehmen ($\varrho'_{(e)}$ ist kleiner als $\varrho'_{(i)}$, $r'_{(e)}$ größer als $r'_{(i)}$), so liegt das Verhältnis der Meridiangeschwindigkeiten c'_m beim konischen Leitapparat näher an 1, scheint also günstiger zu sein als bei einem rein radialen Leitrad mit

$$r'_{(e)} = r'_{(i)} = r' = \text{konst.};$$

doch ist dieses Ergebnis für die Beurteilung der Strömung an der Laufradeintrittskante und der dortigen Geschwindigkeitsverteilung noch nicht maßgebend; es kommt, wie gleich gezeigt werden wird, in erster Linie auf die Größe des spezifischen Dralls $r' \cdot c'_u$ an, d. h. auf sein Verhältnis zu dem entsprechenden Wert auf dem mittleren Wasserfaden (a):

$$\frac{r' c'_u}{r'_{(a)} c'_{u(a)}}.$$

§ 18. Der Drall, seine Bedeutung für den Austritt aus dem Laufrad und seine Veränderlichkeit normal zu den Stromlinien.

Die Hauptgleichung in der Form

$$\frac{\eta h}{2} = \frac{c_i^2 - c_2^2 - w_s^2}{2} = u_1 c_{u0} - u_2 c_{u2}$$

gilt streng genommen nicht für die Gesamtströmung, sondern nur auf ein und derselben Stromfläche und auch da nur solange, als von der Veränderlichkeit der Geschwindigkeiten längs des Umfanges abgesehen wird, weil im allgemeinen die Werte c_2, w_2 und c_{u2} von Stromlinie zu Stromlinie verschieden sind. Es ist ohne weiteres klar, daß am Austritt des Laufrades hinsichtlich Austrittsverlust, Saugrohrrückgewinn usw. günstigste Verhältnisse entstehen, wenn die Meridiangeschwindigkeit c_{m2} der Wasserteilchen auf allen Stromlinien gleich groß und wenn die Umfangskomponente c_{u2} überall gleich 0 ist. Die Vektoren w_2 für verschiedene Stromlinien endigen dann alle in ein und demselben Punkt auf der Senkrechten durch den Nullpunkt des Diagramms (s. Abb. 55). Wenn diese Bedingungen erfüllt sind, verschwindet das Produkt $u_2 c_{u2}$ in der obigen Hauptgleichung für alle Stromlinien gleichzeitig und das Maß der Austrittsenergie c_2^2 ist auf allen Stromlinien konstant. Wenn wir noch annehmen, daß die Laufschaufel am Eintritt so konstruiert werde, daß Verluste durch Stoß, d. h. durch schroffe Umlenkung, vermieden werden, so erhält man schließlich

$$\eta h = c_i^2 - c_2^2 = 2\, u_1 c_{u0} = \text{konst.}$$

oder auch

$$r_1 c_{u0} = \text{konst.}$$

Das Produkt $r_1 \cdot c_{u0}$ und natürlich auch $r_1 C_{u0}$, der sog. Drall, muß also am Laufradeintritt auf allen Stromlinien den gleichen Wert besitzen, wenn im Austrittsquerschnitt c_2 überall gleich groß und senkrecht zu u gerichtet sein soll. Da jedoch im freien Rotationshohlraum, d. h. in einer Strömung ohne Energieumsetzung der Drall auf ein und derselben Stromlinie immer konstant ist, so verlangt die obige Bedingung, daß der Drall in jedem Punkt des freien Rotationshohlraumes zwischen Leit- und Laufrad gleich groß sei. Es läßt sich dies, wenn die Annahme gleichen Zustandes auf einem Parallelkreis aufrecht erhalten wird, auch ausdrücken durch die Gleichungen:

$$\frac{\partial (r \cdot c_u)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial (r \cdot c_u)}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial (r \cdot c_u)}{r\, \partial \varphi} = 0;$$

die aber andererseits auch Bedingungen für die wirbelfreie und arbeitsfreie Rotationsströmung sind. Von einer großen Zahl von Autoren wird denn auch diese Art der Zuströmung zum Laufrad ohne weiteres als einzige und einzig mögliche vorausgesetzt, währenddem sie in Wirklichkeit nur einen zwar günstigen, mit den Leitschaufeln üblicher Konstruktion jedoch nur annähernd realisierbaren Sonderfall darstellt.

Es ist nun kurz nachzuprüfen, wie sich der Drall, bzw. unter Einführung der spezifischen Geschwindigkeiten, der spezifische Drall $r \cdot c_u$ von einer Stromlinie zur benachbarten ändert. Vorausgesetzt seien dabei wieder Leitschaufeln üblicher Form, d. h. Schaufeln, bei denen α' konstant ist. Dann wird

$$\frac{c'_u}{c'_{u(a)}} = \frac{c'_m}{c'_{m(a)}},$$

demnach, wenn mit δ das Verhältnis des Dralls auf der Stromlinie x zu demjenigen auf (a) bezeichnet wird:

$$\delta = \frac{r'\,c'_u}{r'_{(a)}\,c'_{u(a)}} = \left(\frac{\varrho'_{(a)}}{\varrho'}\right)^{\frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}}\sin^2\alpha'} \cdot \frac{r'}{r'_{(a)}}\left(\frac{r'_{(a)}}{r'}\right)^{\cos^2\alpha'}$$

oder

$$\text{(49)}\qquad \delta = \left(\frac{\varrho'_{(a)}}{\varrho'}\right)^{\frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}}\sin^2\alpha'} \cdot \left(\frac{r'}{r'_{(a)}}\right)^{\sin^2\alpha'} = \left[\left(\frac{\varrho'_{(a)}}{\varrho'}\right)^{\frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}}} \cdot \frac{r'}{r'_{(a)}}\right]^{\sin^2\alpha'}$$

Ersetzt man wieder die Logarithmen durch das erste Glied ihrer Reihe, so wird:

$$\text{(50)}\qquad \delta = \frac{1 + \left(\frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}} \cdot \frac{\varrho'_{(a)} - \varrho'}{\varrho'_{(a)} + \varrho'} + \frac{r' - r'_{(a)}}{r' + r'_{(a)}}\right) \cdot \sin^2\alpha'}{1 - \left(\frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}} \cdot \frac{\varrho'_{(a)} - \varrho'}{\varrho'_{(a)} + \varrho'} + \frac{r' - r'_{(a)}}{r' + r'_{(a)}}\right) \cdot \sin^2\alpha'}$$

und für ein rein radiales Leitrad $(r' = r'_{(a)})$

$$\text{(51)}\qquad |\, r' = r'_{(a)} \,| \quad \delta = \mu = \frac{1 + \frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}} \cdot \frac{\varrho'_{(a)} - \varrho'}{\varrho'_{(a)} + \varrho'} \sin^2\alpha'}{1 - \frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}} \cdot \frac{\varrho'_{(a)} - \varrho'}{\varrho'_{(a)} + \varrho'} \sin^2\alpha'}.$$

Wie hieraus ersichtlich, ist bei dem üblichen Leitrad der Drall von Stromlinie zu Stromlinie verschieden groß; der Unterschied ist einerseits um so größer, je verschiedener die einzelnen ϱ' voneinander sind, je stärker also die Meridiankrümmung ist, andererseits je mehr sich r' von $r'_{(a)}$ unterscheidet, d. h. je stärker die Normalen zu den Strombahnen gegen die Achse geneigt sind, also je ausgesprochener der Leitapparat konisch ist. Der konische Leitapparat erscheint hiernach ungünstiger zu sein als der rein radiale; in Wirklichkeit ist dem nicht so, weil sich beim konischen Leitrad infolge der kleineren Gesamtablenkung zumeist größere Krümmungsradien $\varrho_{(e)}$ und $\varrho_{(i)}$ anwenden lassen als beim rein radialen, wodurch der festgestellte Nachteil leicht ausgeglichen werden kann.

Die Strömung nähert sich bei der vorausgetzten Art des Leitrades der wirbelfreien Rotationsströmung $(r \cdot c_u = \text{konst.})$ um so mehr, je kleiner der Winkel α' wird, je mehr sich also die Leitschaufeln schließen. Da $\sin\alpha'$ in Gl. 49 im Exponenten steht und in der 2. Potenz erscheint, tritt die Annäherung ziemlich rasch ein, so daß, ohne zu große Fehler zu begehen, bei

Turbinen von kleinerer spezifischer Drehzahl als etwa $100 \div 150$ die Strömung nach dem Leitrad auch bei voller Öffnung als wirbelfrei, also im ganzen Bereich

$$r \cdot c_u = \text{konstant}$$

angenommen werden darf.

Angesichts dieser Feststellung soll im nächsten Abschnitt die Annahme einer wirbelfreien Strömung zwischen Leit- und Laufrad noch aufrecht erhalten werden, hauptsächlich um einiger Veinfachungen willen und sodann, um später zeigen zu können, wie groß die Abweichungen der Wirklichkeit gegenüber den Ergebnissen auf Grund dieser vereinfachenden Annahme ausfallen.

§ 19. Wirbelfreie Zuströmung zum Laufrad.

Wie oben erwähnt, muß für diesen Fall der Drall $(r \cdot c_u)$ konstant sein, also

$$d(r \cdot c_u) = r \cdot d c_u + c_u \cdot d r = 0;$$

$$d c_u = -\frac{c_u}{r} d r$$

$$2 c_u \cdot d c_u = d(c_u^2) = -2 \frac{c_u^2}{r} d r.$$

Unter Benützung dieses Ausdruckes vereinfacht sich die allgemeine Differentialgleichung 44

$$-d(c^2) = -d(c_m^2) - d(c_u^2) = 2 \frac{c_m^2}{\varrho} d x + 2 \frac{c_u^2}{r} d r$$

auf

$$-d(c_m^2) = 2 \frac{c_m^2}{\varrho} d x$$

oder

(52) $(r \cdot c_u) = \text{konst.}$, gilt normal zu den Stromlinien

$$-\frac{d c_m}{c_m} = \frac{d x}{\varrho}.$$

Die Umfangskomponente c_u kommt in dieser Gleichung nicht mehr vor; diese gilt also unabhängig von einer größeren oder kleineren Drehgeschwindigkeit, u. a. auch für deren Wert 0, also für die reine Meridianströmung[1].

Denkt man sich die Stromlinien nach Gleichung 52 in ein Profil eingezeichnet, die Geschwindigkeiten c_m für jeden Punkt bestimmt, und ändern wir alle Geschwindigkeiten in gleichem Verhältnis, so behält $\frac{d c_m}{c_m}$ seinen Wert an irgend einem Punkt bei, daher auch $\frac{d x}{\varrho}$, d. h. Gleichung 52 wird erfüllt, wenn die Stromlinien beibehalten werden. Da, wie gesagt, c_u ohne Einfluß auf c_m ist, gelangen wir in dem Sonderfall konstanten Dralls $r \cdot c_u$ zu dem bekannten Ergebnis, daß im Falle wirbelfreier Zuströmung zum Laufrad das Bild der Stromlinien unabhängig von der Stellung der Leitradschaufeln ist.

Es fragt sich nun, ob und gegebenenfalls wie eine Strömung der geschilderten Art mit einem Leitrad üblicher Konstruktion (zylindrische Drehschaufeln) erzeugt werden kann.

---

[1] Siehe z. B. Prášil: Über Flüssigkeitsbewegungen in Rotationshohlräumen, Schw. Bauztg. 1903, Bd. XL; Prášil: Technische Hydrodynamik, 2. Aufl., 1926; Lorenz, Technische Hydromechanik; Wagenbach, Beiträge zur Berechnung und Konstruktion der Wasserturbinen, Zeitschr. f. d. gesamte Turbinenwesen 1907.

Die Differentialgleichung 52 zeigt einen Weg dazu. Auf den Austrittsquerschnitt des Leitrades angewendet, lautet sie

$$-\frac{d c'_m}{c'_m} = \frac{d x'}{\varrho'}.$$

Nach Gleichung 49 und den dazu gemachten Bemerkungen genügt, sofern $\alpha' > 0$, ein konisches Leitrad üblicher Bauart dieser Bedingung nicht; es verbleibt also nur eines mit axialer Austrittskante, auf der für konstantes $r' \cdot c'_u$, da

$$r' = r'_{(a)} = \text{konst.},$$

auch

$$c'_u = c'_{u_{(a)}} = \text{konst.}$$

sein muß und daher wegen

$$\alpha' = \text{konst.}$$

$$c_m = c_{m_{(a)}} = \text{konst.}$$

Dann muß aber

$$d c'_m = 0$$

werden, was nur möglich ist, wenn

$$\varrho' = \infty.$$

Wir müssen also, was übrigens vorauszusehen war, das Leitrad mit zylindrischen Schaufeln soweit aus der Meridiankrümmung hinausschieben, daß der Einfluß dieser letzteren vernachlässigt werden darf. Abb. 54 zeigt eine solche Anordnung, bei der überdies auch das Laufrad praktisch dem Bereich der Meridiankrümmung entzogen erscheint.

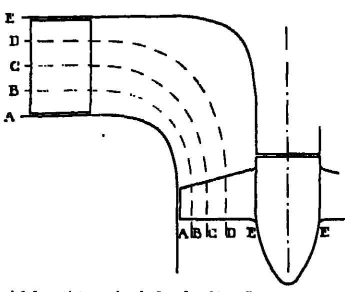


Abb. 54. Axialschnitt für angenähert wirbelfreie Zuströmung zum Laufrad.

Bei einer Strömung von konstantem Drall ist also $(r \cdot c_u)$ konstant, sowohl längs der Stromlinien, wie normal dazu. Die Umfangskomponente c_u ändert sich umgekehrt proportional dem Abstand von der Drehachse.

Die Meridiankomponente c_m ist auf der Leitradaustrittskante konstant. Ihr Mittelwert ändert sich von Querschnitt zu Querschnitt (Rotationsfläche normal zu den Stromlinien) nach der Kontinuitätsgleichung

$$\overline{C} \cdot F' = C'' F'';$$

innerhalb jeder Querschnittsfläche, d. h. im Meridianschnitt längs der Normalen zu den Stromlinien ändert sich c_m infolge der Zentrifugalbeschleunigung entsprechend Gleichung 52. Schiebt man nun z. B. das axiale Laufrad entsprechend Abb. 54 so weit abwärts, daß die Stromlinien in seinem Bereich als Gerade erscheinen, also ϱ_0 unendlich groß wird, so verschwindet in Gleichung 52

$$-\frac{d c_{m_0}}{c_{m_0}} = \frac{d x_0}{\varrho_0}$$

die rechte Seite und es wird

$$d c_{m_0} = 0; \quad c_{m_0} = \text{konst.}$$

Auf der Eintrittskante dieses Laufrades ist also die Meridiangeschwindigkeit unveränderlich; weiters ist:

$$c_{u0} = c'_u \frac{r'}{r_1}$$

$$\frac{c_{m0}}{c_{u0}} = \operatorname{tg} \alpha_0 = k \cdot r = \operatorname{tg} \alpha_{0(a)} \frac{r}{r_{(a)}}.$$

Man ist darnach in der Lage, ausgehend von $\alpha_{0(a)}$ für den Eintrittspunkt auf dem Radius $r_{(a)}$, das Eintrittsdreieck für jeden beliebigen Punkt der Eintrittskante zu zeichnen. Abb. 55 zeigt das Diagramm entsprechend dem

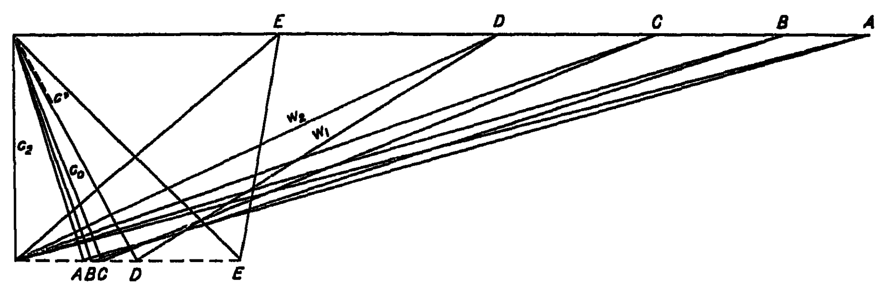


Abb. 55. Diagramm zur Turbine nach Abb. 54.

Meridianschnitt Abb. 54 für eine Turbine mit $n_s = 870$; die gezeichneten Dreiecke gelten für die Stromlinien A bis E der Abb. 54.

Natürlich werden die gleichen Geschwindigkeiten erhalten, wenn das axiale Laufrad durch ein axiales Leitrad beaufschlagt wird, dessen Winkel α' sich längs der Austrittskante nach dem Gesetz

$$\operatorname{tg} \alpha' = k \cdot r$$

ändern[1].

Abb. 56 zeigt im Diagramm verschiedene Ein- und Austrittsdreiecke einer solchen Axialturbine, Abb. 57 den zugehörigen Schaufelschnitt.

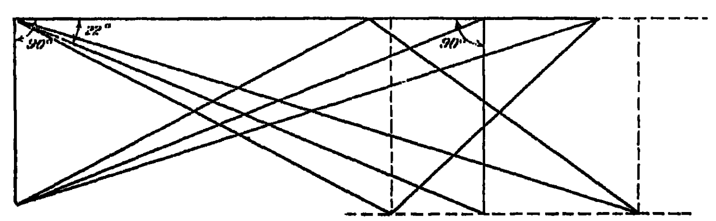


Abb. 56. Diagramm einer Axialturbine mit Zuströmung konstanten Dralls zum Laufrad.

Die Verbindung von Francisleitrad und axialem Lauf- oder Flügelrad hat, wie die Diagramme Abb. 55 und 56 erkennen lassen, weiterhin den Vorteil, daß es möglich ist, für eine bestimmte Leitradöffnung auf der ganzen Laufradaustrittsfläche gleichzeitig gleich große senkrechte absolute Austrittsgeschwindigkeit c_2 zu erhalten, die günstigste Vorbedingung für hohen Saugrohrrückgewinn und damit hohen maximalen Wirkungsgrad. Voraussetzung ist, daß Leit- und Laufrad aus dem Bereich des gekrümmten Teils der Flutbahnen hinausgeschoben sind.

[1] Zu dem gleichen Ergebnis ist Verfasser schon 1908 in der 1. Aufl. der „Wasserturbinen", wenn auch auf etwas anderem Wege, gelangt.

Werden die Austrittswinkel β_2 so gewählt, daß gleichzeitig auf der ganzen Austrittskante senkrechter Austritt mit unveränderlichem c_2 entsteht, so müssen alle w_2 durch ein und denselben Punkt des Lotes durch den Ursprung des Diagrammes gehen (s. Abb. 55 und 56); mindestens der Austrittsteil der

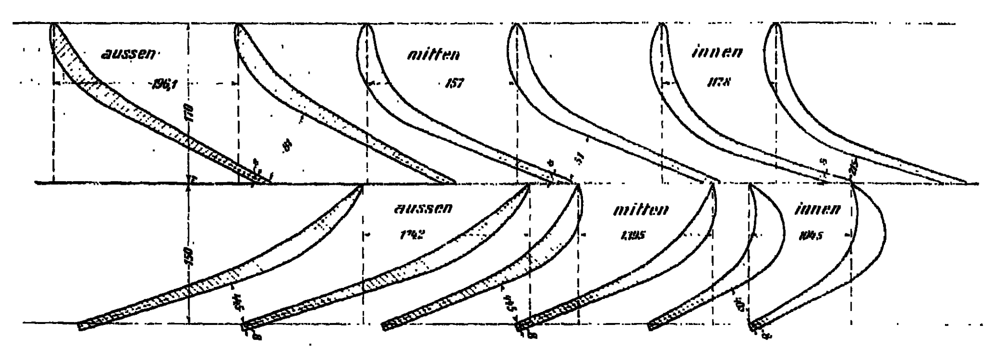


Abb. 57. Leit- und Laufrad einer Axialturbine nach Diagramm Abb. 56.

Schaufel kann dann durch eine gewöhnliche Schraubenfläche mit Erzeugenden senkrecht zur Drehachse gebildet werden.

§ 20. Unterteilung der Flächen *F*.

Die Meridiangeschwindigkeit einer Turbine nach Abb. 54 hat nach den gemachten Voraussetzungen längs der Leitradaustrittskante den konstanten Wert c'_m, längs der Laufradeintrittskante den konstanten Wert c_{m0}. Die Unterteilung der Fläche F (senkrecht zu c_m) durch die Stromlinien ist daher auf der Austrittsfläche F' des Leitrades und der Eintrittsfläche F_0 des Laufrades die gleiche; eine Stromfläche, die die Fläche F', bzw. eine Stromlinie, die Breite b' im Verhältnis von $\frac{x}{b'}$ unterteilt und von $x = 0$ bis $x = x$ die Wassermenge $\frac{x}{b'} Q$ abgrenzt, teilt die Eintrittsfläche zwischen Kreisen mit dem Außendurchmesser D_e und dem Innendurchmesser D_i so, daß

$$\frac{\pi}{4} (D_e^2 - D_x^2)\, c_{m0} = \frac{x}{b'} \cdot \frac{\pi}{4} (D_e^2 - D_i^2)\, c_{m0}$$

wird, also:

$$(53) \qquad \left| D_x^2 = D_e^2 - \frac{x}{b'} (D_e^2 - D_i^2) \right|_0 .$$

Hierin bedeutet D_x den Durchmesser, auf dem die Stromlinie die Eintrittskante schneidet (s. auch Abb. 27). Es können nach Gleichung 53 sofort Punkte der gleichen Stromlinie auf Leitradaustritts- und Laufradeintrittskante gefunden werden. Allerdings kennt man die Form der Stromlinie im Bereich der meridianen Krümmung noch nicht; allein dies ist, solange die für Leit- und Laufrad gemachten Voraussetzungen ausreichend genau erfüllt sind, für den Konstrukteur nicht von ausschlaggebender Bedeutung.

Solange c_m auch an der Laufradaustrittskante überall den gleichen Wert c_{m2} hat, gilt für die Einteilung durch die Stromlinien das gleiche wie für die Eintrittskante. D_e und D_i mit den Werten an der Austrittskante eingesetzt, kann also wieder geschrieben werden:

$$\left| D_x^2 = D_e^2 - \frac{x}{b'} \cdot (D_e^2 - D_i^2) \right|_2 \tag{53a}$$

(s. auch Abb. 27). Damit kennt man von jeder Stromlinie Ein- und Austrittspunkt im Leit- und Laufrad (Einteilung der Ein- und Austrittskante des Leitrades gleich), also die vier für die Form der Stromlinien und die Konstruktion des Diagramms in erster Linie in Betracht kommenden Elemente und kann daher die Schaufelfläche ohne weiteres darnach konstruieren.

Abb. 54 zeigt außer den Randlinien noch drei Stromlinien, zwischen denen je $^1/_4$ der Gesamtwassermenge durchgeht; Leitradeintritts und -austrittskante erscheinen in vier gleiche Teile geteilt, während die Stromlinien auf der Laufradeintrittskante die Durchmesser 900 (außen), 790, 670, 510 und 280 (innen) abschneiden.

Da nach Voraussetzung im ganzen Rotationshohlraum zwischen Leit- und Laufrad $u \cdot c_u$ konstant ist, so kann in der Gleichung

$$\frac{\eta h}{2} = u_1 \cdot c_{u0} - u_2 c_{u2}$$

$u_1 \cdot c_{u0}$ ohne weiteres durch $u' c'_u$ an der Leitradaustrittskante ersetzt werden:

$$\frac{\eta h}{2} = u' c'_u - u_2 c_{u2};$$

die Benützung der Hauptgleichung in dieser Form vereinfacht vielfach die Rechnung und die Konstruktion des Diagramms.

Die relativen Austrittsgeschwindigkeiten auf zwei beliebigen Stromlinien a und b sind verbunden durch die Beziehung:

$$w_{2\,(b)}^2 = w_{2\,(a)}^2 + u_{2\,(b)}^2 - u_{2\,(a)}^2, \tag{36}$$

deren graphische Konstruktion bekannt ist; sie kommt bei der elementaren Berechnungsart von Francisturbinen kleiner spezifischer Drehzahl stets zur Anwendung. Die Änderung von w_2 längs der Austrittskante ist die gleiche, ob sich an ein Francisleitrad unmittelbar ein Francislaufrad anschließt, bei dem am Ein- und Austritt der Einfluß der meridianen Krümmung vernachlässigbar klein ist oder ob auf das gleiche Leitrad nach großem, die meridiane Ablenkung vermittelndem Rotationshohlraum ein rein axiales Laufrad folgt.

Es ist nun nachzusehen, ob und wie sich Lage und Gestalt der Stromlinien ändern, wenn die Betriebsbedingungen wechseln, z. B. wenn die Leitradöffnung verkleinert oder vergrößert wird.

Aus dem früher Gesagten geht ohne weiteres hervor, daß die für Anfangs- und Endquerschnitt des Rotationshohlraumes gefundenen Beziehungen bei beliebiger Leitradöffnung gelten. Darf bei voll geöffnetem Leitrad der Drall auf einer Normalen zu den Stromlinien und damit im ganzen Rotationshohlraum als konstant vorausgesetzt werden, so ist dies auch bei jeder kleineren Öffnung der Fall.

Um die Diagramme für verschiedene Öffnungen zu erhalten, nehmen wir, von einem bekannten Diagramm ausgehend, wieder eine Änderung der Geschwindigkeit w_2 auf einem mittleren Wasserfaden an, konstruieren oder rechnen die übrigen w_2 aus Gleichung 36[1], bestimmen

---

[1] Der Stoßverlust ist damit auf allen Stromlinien gleich groß vorausgesetzt, [illegible] nicht immer genau zutrifft.

(53a) $$\left| D_x^2 = D_e^2 - \frac{x}{b'}(D_e^2 - D_i^2) \right|_2$$

(s. auch Abb. 27). Damit kennt man von jeder Stromlinie Ein- und Austrittspunkt im Leit- und Laufrad (Einteilung der Ein- und Austrittskante des Leitrades gleich), also die vier für die Form der Stromlinien und die Konstruktion des Diagramms in erster Linie in Betracht kommenden Elemente und kann daher die Schaufelfläche ohne weiteres darnach konstruieren.

Abb. 54 zeigt außer den Randlinien noch drei Stromlinien, zwischen denen je 1/4 der Gesamtwassermenge durchgeht; Leitradeintritts und -austrittskante erscheinen in vier gleiche Teile geteilt, während die Stromlinien auf der Laufradeintrittskante die Durchmesser 900 (außen), 790, 670, 510 und 280 (innen) abschneiden.

Da nach Voraussetzung im ganzen Rotationshohlraum zwischen Leit- und Laufrad $u \cdot c_u$ konstant ist, so kann in der Gleichung

$$\frac{\eta_h}{2} = u_1 \cdot c_{u_0} - u_2\, c_{u2}$$

$u_1 \cdot c_{u_0}$ ohne weiteres durch $u'\, c'_u$ an der Leitradaustrittskante ersetzt werden:

$$\frac{\eta_h}{2} = u'\, c'_u - u_2\, c_{u2};$$

die Benützung der Hauptgleichung in dieser Form vereinfacht vielfach die Rechnung und die Konstruktion des Diagramms.

Die relativen Austrittsgeschwindigkeiten auf zwei beliebigen Stromlinien a und b sind verbunden durch die Beziehung:

(36) $$w_{2\,(b)}^2 = w_{2\,(a)}^2 + u_{2\,(b)}^2 - u_{2\,(a)}^2,$$

deren graphische Konstruktion bekannt ist; sie kommt bei der elementaren Berechnungsart von Francisturbinen kleiner spezifischer Drehzahl stets zur Anwendung. Die Änderung von w_2 längs der Austrittskante ist die gleiche, ob sich an ein Francisleitrad unmittelbar ein Francislaufrad anschließt, bei dem am Ein- und Austritt der Einfluß der meridianen Krümmung vernachlässigbar klein ist oder ob auf das gleiche Leitrad nach großem, die meridiane Ablenkung vermittelndem Rotationshohlraum ein rein axiales Laufrad folgt.

Es ist nun nachzusehen, ob und wie sich Lage und Gestalt der Stromlinien ändern, wenn die Betriebsbedingungen wechseln, z. B. wenn die Leitradöffnung verkleinert oder vergrößert wird.

Aus dem früher Gesagten geht ohne weiteres hervor, daß die für Anfangs- und Endquerschnitt des Rotationshohlraumes gefundenen Beziehungen bei beliebiger Leitradöffnung gelten. Darf bei voll geöffnetem Leitrad der Drall auf einer Normalen zu den Stromlinien und damit im ganzen Rotationshohlraum als konstant vorausgesetzt werden, so ist dies auch bei jeder kleineren Öffnung der Fall.

Um die Diagramme für verschiedene Öffnungen zu erhalten, nehmen wir, von einem bekannten Diagramm ausgehend, wieder eine Änderung der Geschwindigkeit w_2 auf einem mittleren Wasserfaden an, konstruieren oder rechnen die übrigen w_2 aus Gleichung 36 [1], bestimmen

[1] Der Stoßverlust ist damit auf allen Stromlinien gleich groß vorausgesetzt, was nicht immer genau zutrifft.

$$q = 2\pi \frac{t_2 - \Delta_2}{t_2} \int r_2 \cdot c_{m2}\, d b_2,$$

oder noch etwas genauer

$$q = 2\pi \int \left(\frac{t_2 - \Delta_2}{t_2}\right) \cdot r_2 \cdot c_{m2}\, d b_2$$

und hieraus gemäß der Kontinuitätsgleichung c_{m0}, das z. B. unter den gemachten Voraussetzungen auf der radialen Eintrittskante einer Propellerturbine konstant ist:

$$c_{m0} = \frac{q}{F_0}.$$

Nun können die Eintrittsvertikalen für die verschiedenen Stromlinien konstruiert, die Werte c'_m und c'_u auf der Leitradaustrittskante bestimmt werden, wonach sich α' aus

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{c'_m}{c'_u}$$

ergibt.

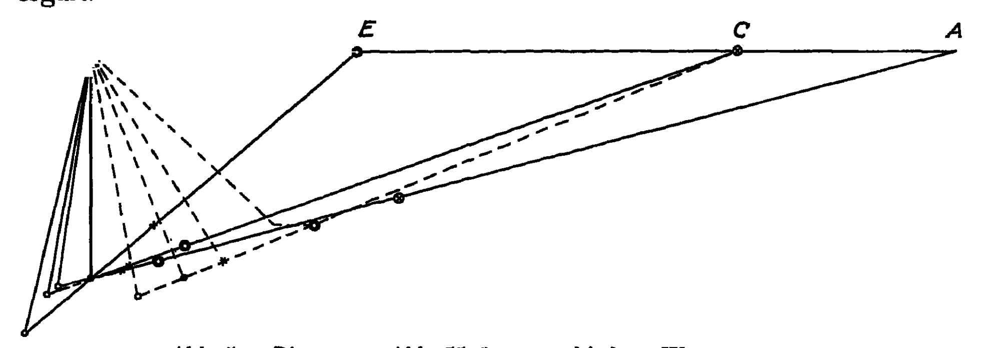


Abb. 58. Diagramm Abb. 55 für verschiedene Wassermengen.

In Abb. 58 ist das Diagramm Abb. 55 für die Austrittspunkte A, C und E und den Eintrittspunkt C wiederholt. Es enthält jedoch außer den Geschwindigkeiten für senkrechten Austritt (•) auch diejenigen für andere Wassermengen (○, ×, ◎, ⊕).

Abb. 59 zeigt zum Vergleich das analoge Diagramm einer Francisturbine. Die Abbildung ist der Auflage 1908 der »Wasserturbinen« entnommen; sie zeigte schon, wie die Strömung am Austritt wechselt, sowohl den Meridian- wie den Umfangskomponenten nach. Die gleiche Frage ist später von Ellon experimentell (1910)[1], von Bauersfeld (1912) und neuerdings von Schilhansl (Hydraulische Probleme) behandelt worden.

Aus Abb. 58 und 59 ist ersichtlich, daß sich die c_{m2} innen sehr rasch, außen sehr langsam ändern im Vergleich zu den c_{m2} auf der mittleren Stromlinie, so daß c_{m2} im Gegensatz zu c_{m0} bei Änderung der Leitradöffnung nicht konstant bleibt; es geht vielmehr durch den gleichen Abschnitt der Austrittskante bei vergrößerter Leitradöffnung innen mehr, bei verkleinerter verhältnismäßig weniger Wasser durch. Verglichen mit dem Strombild bei Öffnung und Wassermenge für $c_{m2} =$ konst. werden die Stromlinien vom Eintritt ab bei vergrößerter Leitradöffnung etwas nach innen, bei verkleinerter

[1] Dissertation Berlin.

nach außen gedrängt, ergeben also qualitativ das gleiche Bild, wie wir es für die normale Francisturbine unter Vernachlässigung der Meridiankrümmung festgestellt haben (s. Abb. 48 und 49).

Bei Verkleinerung der Leitradöffnung macht sich allerdings bald eine stärkere Änderung auch am Eintritt geltend, c_0 erreicht nämlich bald den Wert c_i, der, wenn wir von der Möglichkeit negativen Spaltüberdruckes absehen, nicht überschritten werden kann. Die Wasserteilchen können also nur bis zu der Grenze einwärts strömen, auf der

$$c_0^2 = c_{u0}^2 + c_{m0}^2 = c_i^2$$

wird. Ist der betreffende Radius größer als derjenige der inneren Radbegrenzung, so bildet sich zwischen dieser und der innersten Schicht des aus dem Leitrad kommenden Wassers ein Kern aus, der je nach Umständen von Wasser oder Luft oder einem Gemisch dieser beiden ausgefüllt ist; die gleiche Erscheinung tritt im Saugrohr auf, falls in den inneren Punkten der Austrittskante kein Wasser mehr ausströmt. Der Kern im Saugrohr kann durch Schaugläser gut erkannt werden; er ist ziemlich scharf abgegrenzt und in der Form manchmal recht beständig, manchmal unruhig und flatternd, natürlich für jede Wassermenge wieder verschieden nach Gestalt und Abmessung. Escher Wyss & Cie. haben zuerst versucht, den Kern vor dem Laufrad mit Luft auszufüllen, indem sie solche von einem gewissen Wert des Unterdruckes an durch den Leitraddeckel zuleiteten.

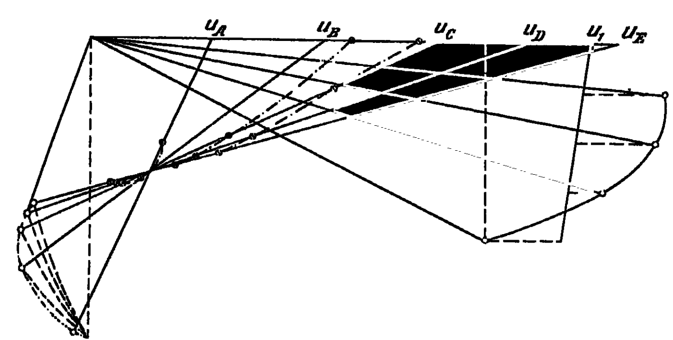


Abb. 59. Diagramm einer Francisturbine älterer Bauart.

Für Betriebszustände, bei denen in einzelnen Teilen des Laufradschaufelraumes kein Wasser mehr strömt, müssen die verschiedenen Punkte der Stromlinien auf etwas andere Weise als oben besprochen bestimmt werden; doch sei hier von einer eingehenden Erörterung des Verfahrens abgesehen, da die Fehlergrenzen von der eben erwähnten Belastung an bei weiterem Sinken der letzteren sich rasch erweitern.

Abb. 54, 55, 58, 60 und 61 zeigen den Axialschnitt und die Diagramme, sowie die Kurven zur Bestimmung der Wassermenge und des Austrittsverlustes einer Turbine mit $n_s \sim 870$, bei der die Schaufel am Austritt als Schraubenfläche ausgeführt ist.

§ 21. Wassermenge und Austrittsverlust.

Da die Diagramme für jede Stromlinie aufgezeichnet werden können, sind auch c_{m2} und c_{u2} überall bekannt; der endgültige Austrittsverlust stellt sich auf:

$$(54) \qquad r_a = \frac{1-k_m}{Q}\int c_{m2}^2\,dQ + \frac{1-k_u}{Q}\int c_{u2}^2\,dQ$$

(s. auch Gleichung 56), wobei k_m und k_u die Beiwerte bedeuten, mit denen c_{m2}^2, bzw. c_{u2}^2 multipliziert werden müssen, um den Saugrohrrückgewinn der Meridian-, bzw. der Umfangskomponente am Austritt zu erhalten; k_m und k_u sind hierbei, was in Wirklichkeit annähernd zutreffen dürfte, je als gleich für alle durch den Austrittsquerschnitt tretenden Wasserteilchen vorausgesetzt. Näheres darüber s. §§ 52 und 53.

Die Wassermenge Q ist nach Gleichung 42

$$Q = \pi\sqrt{2gH}\cdot\int D_2\cdot\frac{t_2-\Delta_2}{t_2}\, c_{m2}\cdot d\,b_2$$

oder auch

$$Q = 2\pi\sqrt{2gH}\int\frac{t_2-\Delta_2}{t_2}\, r_2\cdot c_{m2}\cdot d\,b_2$$

$$d\,Q = 2\pi\sqrt{2gH}\,\frac{t_2-\Delta_2}{t_2}\, r_2\cdot c_{m2}\cdot d\,b_2,$$

also der Austrittsverlust nach Gl. 54

$$r_a = \frac{(1-k_m)\int r_2\, c_{m2}^3\,\frac{t_2-\Delta_2}{t_2}\,d\,b_2 + (1-k_u)\int r_2\, c_{m2}\,\frac{t_2-\Delta_2}{t_2}\,c_{u2}^2\,d\,b_2}{\int r_2\, c_{m2}\,\frac{t_2-\Delta_2}{t_2}\,d\,b_2}$$

oder, da $\frac{t_2-\Delta_2}{t_2}$ sich nur wenig ändert und bei kleinen Schaufelzahlen sehr nahe an 1 liegt:

$$55)\qquad r_a = \frac{(1-k_m)\int r_2\cdot c_{m2}^3\cdot d\,b_2 + (1-k_u)\int r_2\cdot c_{m2}\cdot c_{u2}^2\cdot d\,b_2}{\int r_2\cdot c_{m2}\cdot d\,b_2}.$$

oder:

$$(56)\qquad r_a = \frac{\int[(1-k_m)\cdot r_2\cdot c_{m2}^3 + (1-k_u)\, r_2\cdot c_{m2}\cdot c_{u2}^2]\,d\,b_2}{\int r_2\cdot c_{m2}\cdot d\,b_2}.$$

Die zuletzt angeschriebene Form ist für die Auswertung bequemer als die vorangehenden.

Abb. 60 zeigt die graphische Auswertung des Nenners von Gleichung 56 und damit gleichzeitig die Bestimmung von Q. Die Werte $r_2\, c_{m2}$ sind in Funktion von b, bei der angenommenen Propellerturbine identisch mit r, aufgetragen.

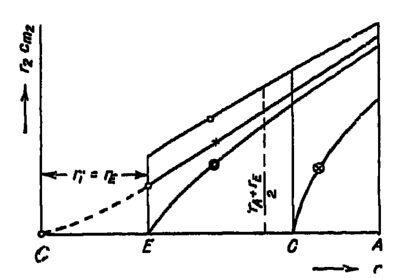


Abb. 60. Diagramm zur Bestimmung der Wassermenge; Wert $r_2\, c_{m2}$ in Funktion von r_2 aufgetragen.

Abb. 61 zeigt die Auswertung gleicher Art für den Zähler von Gleichung 56; der Quotient zusammengehöriger Werte ergibt den Austrittsverlust r_a. Für k_m, den Beiwert des S a u g r o h r r ü c k g e w i n n s d e r M e r i d i a n - k o m p o n e n t e ist 0,8, für $(1-k_m)$, also den Beiwert des v e r b l e i b e n d e n V e r l u s t e s 0,2 angenommen worden; k^u wurde mit 0, $(1-k_u)$ also mit 1 eingesetzt.

Abb. 62 zeigt ausgezogen, bzw. strichliniert die Wirkungsgradkurven, erhalten unter den gemachten Voraussetzungen für zwei verschiedene Werte von c_i.

Die mit Turbinen gleicher Schnelläufigkeit in Wirklichkeit erreichten Wirkungsgradkurven sinken vom Maximum an nach beiden Seiten noch etwas rascher ab, als die eben auf rechnerischem Weg erhaltene; der Grund dieses

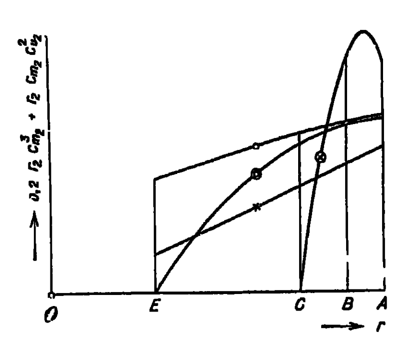
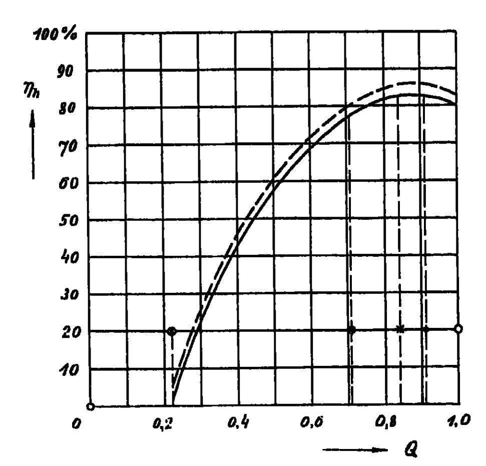


Abb. 61. Diagramm zur Bestimmung des Austrittsverlustes unter Berücksichtigung des Saugrohrrückgewinnes; $k_m = 0{,}8$, $k_u = 0$. Die Ordinaten (+) sind in 4mal kleinerem Maßstab aufgetragen als die übrigen.



Ab. 62. Wirkungsgradkurve für die Turbine Abb. 54, nach den Diagrammen Abb. 55, 58, 60 und 61 berechnet.

Unterschiedes liegt einerseits darin, daß der Einfluß der Meridiankrümmung bisher vernachlässigt, d. h. entgegen der Wirklichkeit Zuströmung konstanten Dralls angenommen wurde, andererseits an der Vernachlässigung der Verschiedenheit des Druckes im ersten Saugrohrquerschnitt, verursacht durch die Drehbewegung der Wasserteilchen bei nicht senkrechtem Austritt[1].

§ 22. Zuströmung zum Laufrad nicht wirbelfrei, Drall nicht konstant.

Die im vorigen Abschnitt getroffene Annahme wirbelfreier Zuströmung zum Laufrad bietet, wie gezeigt, rechnerisch manche Vorteile und Erleichterungen; doch entspricht sie nur einem Sonderfall, der bei der üblichen Konstruktion der Leitschaufeln nicht verwirklicht ist; die Rechnungsergebnisse bedeuten daher, gegenüber den tatsächlichen Strömungserscheinungen, nur eine Annäherung, die, wenn auch für viele Fälle, so doch nicht immer genügt. Wollte man mit Drehschaufeln üblicher Form der Bedingung $r \cdot c_u =$ konst. genügend nahe kommen, so müßte mindestens das Leitrad, wie in Abb. 54 gezeichnet, möglichst weit aus dem Bereich des gekrümmten Teils der Stromlinien hinaus verschoben werden; die Krümmungsradien der Begrenzungen dürften keine zu kleinen Werte annehmen und müßten sich stetig ändern. Die Erfüllung dieser Bedingungen erfordert sehr große Leitraddurchmesser; auch das Laufrad müßte stark saugrohrabwärts verschoben werden. Die Turbine würde im Verhältnis zur durchfließenden Wassermenge und zur spezifischen Drehzahl in ihren Außenabmessungen groß, was natürlich den Erstellungspreis von Turbine und Maschinenhaus ungünstig beeinflussen würde.

[1] Näheres hierüber s. § 50 u. f.

Dieser Umstand veranlaßt den Konstrukteur, Leit- und Laufrad in der Regel so stark zusammenzuschieben, daß die Austrittskante des Leitrades etwa am Anfang, die Laufradeintrittskante etwa am Ende der Krümmung der äußeren Meridianlinie angesetzt wird. Abb. 63 zeigt eine solche Zusammenstellung (vgl. damit Abb. 54). Diese Form sei auch in den nachfolgenden Untersuchungen vorausgesetzt. Der Wert des Krümmungsradius der äußersten und der innersten Stromlinie macht dann allerdings gerade an den Übergangsstellen nahe der Austrittskante des Leit- und an der Eintrittskante des Laufrades einen Sprung von dem Wert ϱ zu einem solchen von unendlicher Größe, die Krümmung wechselt dementsprechend von $\frac{1}{\varrho}$ auf $\frac{1}{\infty}$ und hat den Mittelwert

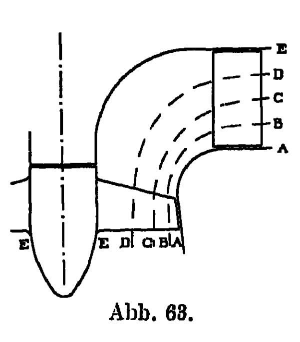


Abb. 63.

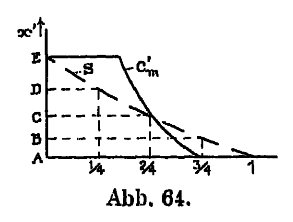


Abb. 64.

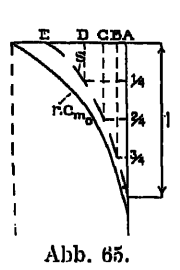


Abb. 65.

Abb. 63. Axialschnitt durch eine Turbine. Rotationshohlraum Leit-Laufrad, in dem $r \cdot c_u$ von Stromlinie zu Stromlinie verschieden ist. Die Kurven S in den Abb. 64 und 65 sind die Integralkuren $\int\limits_E^A c'_m \, db'$ und $\int\limits_E^A r \cdot c_{m_0} \, dr = \int\limits_E^A r \cdot c_{m_0} \, dx$. Sie dienen zur Nachprüfung der kontinuitätsgleichung $Q' = Q_0$ und gestatten die Einteilung von b' und r_0 durch die Stromlinien festzustellen.

$$\frac{\frac{1}{\varrho} + \frac{1}{\infty}}{2} = \frac{1}{2\varrho}.$$

Der Mittelwert des Krümmungsradius an der Diskontinuitätsstelle ist also:

$$\varrho' = 2 \cdot \varrho.$$

Wir untersuchen nun die Strömung im Eintrittsquerschnitt des Laufrades. Dazu gehen wir wieder von der Grenzbedingung eines konstanten Leitradwinkels α' aus und benützen die allgemein auf einer Normalen zu den Stromlinien geltenden Gleichungen:

$$(47) \qquad \mu = \frac{c'_m}{c'_{m(a)}} = \frac{c'_u}{c'_{u(a)}} = \frac{c'}{c'_{(a)}} = \left(\frac{\varrho'_{(a)}}{\varrho'}\right)^{\frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}} \sin^2 \alpha'} \left(\frac{r'_{(a)}}{r'}\right)^{\cos^2 \alpha'}$$

$$(49) \qquad \delta = \frac{r' \, c'_u}{r'_{(a)} \, c'_{u(a)}} = \left[\left(\frac{\varrho'_{(a)}}{\varrho'}\right)^{\frac{b'}{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}}} \cdot \frac{r'}{r'_{(a)}}\right]^{\sin^2 \alpha'},$$

worin wieder ϱ' als lineare Funktion von x in der Form

$$(45) \qquad \varrho' = \frac{\varrho'_{(i)} - \varrho'_{(e)}}{b'} \, x' + \varrho'_{(e)}$$

vorausgesetzt ist. Nach der obigen Überlegung kann ϱ' für jede der in Betracht gezogenen Stromlinien mit dem Wert $1{,}5-2 \cdot \varrho$ eingesetzt werden.

Man geht nun von einer bekannten oder angenommenen Stromlinie (Werte mit dem Index a) aus; als solche wählt man am besten die »mittlere«. Für sie wird zunächst das Diagramm bestimmt, wodurch die Werte $c_{u0(a)}$, $c_{m0(a)}$, natürlich auch $u_{(a)}$ und damit die Werte gegeben sind, mit denen die gewünschte Austrittsgeschwindigkeit $c_{2(a)}$ erreicht wird.

Im Gegensatz zu der früher behandelten wirbelfreien Zuströmung zum Eintrittsquerschnitt des Laufrades gestattet die nun zu untersuchende Strömung nicht mehr, von der Austrittsgeschwindigkeit einer Stromlinie auf die einer andern zu schließen, ohne zuvor die Art der Zuströmung zu den einzelnen Eintrittspunkten zu kennen. Der erste Teil der Aufgabe besteht also darin, von den Größen $c_{m0(a)}$ und $c_{u0(a)}$ der bekannten Stromlinie auf die entsprechenden Werte c_{m0} und c_{u0} einer andern zu schließen. Dazu schreiten wir gemäß dem in Abb. 66 durch Pfeile bezeichneten Weg vom Eintrittspunkt der Stromlinie a auf dieser bis zum Schnittpunkt mit der Austrittskante des Leitrades rückwärts, auf dieser q u e r zu den Strombahnen bis zu der zu untersuchenden Stromlinie und längs dieser wieder bis zum Eintrittspunkt ins Laufrad fort. Es wird dann z. B.

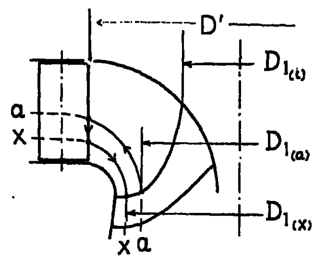


Abb. 66. Rechnungsweg (→) von einem Punkt der Laufradeintrittskante (a) auf einen anderen (x).

$$c'_{u(a)} = c_{u0(a)} \frac{D_{1(a)}}{D'}$$

$$c'_{u(x)} = \mu\, c'_{u(a)} = \mu\, c_{u0(a)} \frac{D_{1(a)}}{D'}$$

$$c_{u0(x)} = \mu\, c_{u0(a)} \frac{D_{1(a)}}{D'} \cdot \frac{D'}{D_{1(x)}}$$

$$c_{u0(x)} = \mu\, c_{u0(a)} \frac{D_{1(a)}}{D_{1(x)}}; \tag{57}$$

μ nach Gleichung 47 oder 47a und 48. Dabei wurde angenommen, daß die Austrittskante aus dem Leitrad eine Normale zu den Stromlinien sei, was nicht ganz zutrifft.

Ferner ergibt sich ähnlich für c_{m0} unter Anwendung des gleichen Kunstgriffes und Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung

$$c_{m0(x)} = \mu\, c_{m0(a)} \cdot \frac{F_{0(a)}}{F_{0(x)}}. \tag{58}$$

Allerdings ist der Grad der Genauigkeit der Bestimmung von c_m etwas weniger hoch als bei c_u, dies aus folgenden Gründen:

Die Veränderlichkeit von c_u hängt, da der Drall $r \cdot c_u$, also auch $D \cdot c_u$ auf ein und derselben Stromlinie im Gebiet ohne Energieabgabe immer konstant ist, nur vom Wert μ ab; ob die Krümmungsradien ϱ im Querschnitt 0 dieselben bleiben wie im Austrittsquerschnitt des Leitrades oder nicht, ist gleichgültig; die Veränderlichkeit von c_m auf einer bestimmten Normalen hängt ab von den Druckverhältnissen auf dieser, kann sich also von Normale zu Normale ändern. Gleichung 58 liegt die Annahme zugrunde, daß eine Veränderung der Fläche F normal zu den Stromlinien, die Meridiangeschwindig-

keiten auf allen Stromlinien in gleichem Maße treffe, was nach dem eben Gesagten nur angenähert richtig ist; allein, da die Meridiangeschwindigkeit am Laufradeintritt keinen unmittelbaren Einfluß auf die Austrittsgeschwindigkeiten c_2 und damit auf Austrittsverlust und Rückgewinn ausübt, hat die geschilderte Unsicherheit für den Konstrukteur eine weit geringere Bedeutung als etwa die Kenntnis des Verlaufes von c_{u0}, er wird sich zumeist mit der angegebenen Annäherung begnügen können, denn sie ist ja immer noch besser als diejenige, die bei Voraussetzung wirbelfreier Zuströmuug erhalten wird. Zur genaueren, allerdings nur schrittweisen Auswertung könnte die Differentialgleichung 44, in Differenzenform geschrieben, benützt werden. Es sei nochmals auf die schon angeführten Arbeiten von Mises, Flügel u. a. verwiesen.

§ 23. Die Strömung im Austrittsquerschnitt des Laufrades.

Kennt man c_{m0} und c_{u0}, d. h. auch c_0 und α_0 auf einem bestimmten Punkt der Eintrittskante, so ist es nicht schwer, die Geschwindigkeiten im Austrittspunkt der zugehörigen Stromlinie zu finden: Man errichtet in bekannter Weise (s. Abb. 67, ferner »Wasserturbinen« I. Teil S. 90 u. f.) die Eintrittsvertikale, schneidet sie mit dem Kreis mit dem Radius c_i um den Ursprung des Diagrammes, erhält so in der Strecke von diesem Schnittpunkt bis zum Endpunkt von u_1 den Wert w_2'. Sind u_1 und u_2 voneinander verschieden, so ist w_2 noch zu bestimmen aus der Gleichung

$$w_2^2 = w_2'^2 - u_1^2 + u_2^2$$

(s. a. Abb. 3 und 4) und auf dem zugehörigen Fahrstrahl in der Richtung β_2 aufzutragen; daraus ergeben sich dann c_2, c_{m2} und c_{u2}.

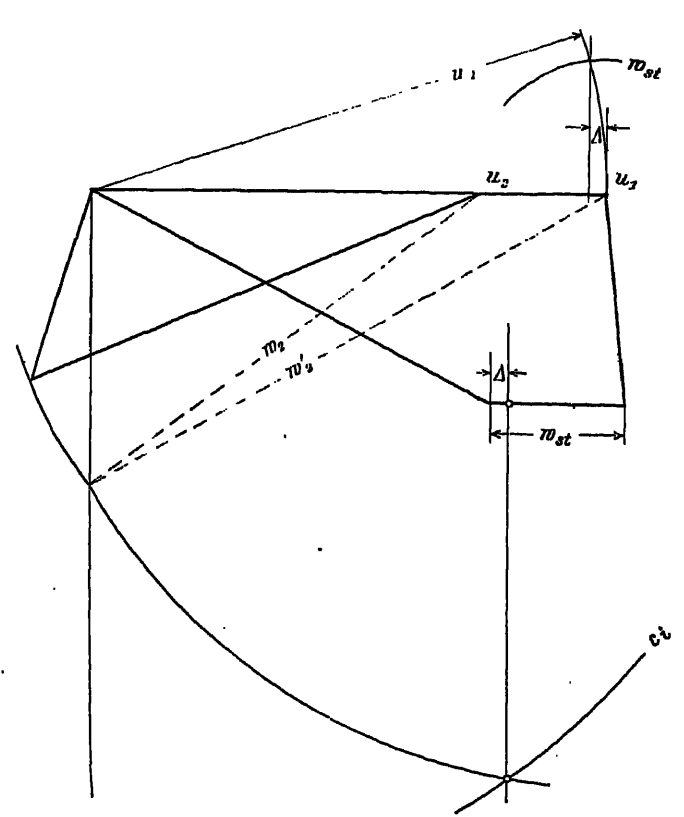


Abb. 67. Diagramm bei Eintritt mit Stoß.

§ 24. Nachprüfung der Kontinuität und der Lage der Stromlinien.

Da in dem in Frage stehenden Fall (Leit- und Laufrad im Bereich der Meridiankrümmung liegend) die Meridiangeschwindigkeiten auf der Austrittskante der Leitschaufel, wie auf Ein-

und Austrittskante der Laufschaufel je von Punkt zu Punkt wechseln, so ist nachzuprüfen, ob bei den auf der mittleren Stromlinie angenommenen Geschwindigkeiten die Kontinuitätsgleichung

$$Q = 2\pi \frac{t - \Delta}{t} \sqrt{2\,g\,H} \int r \cdot c_m\, dx = \text{konst.}$$

also

$$\int r \cdot c_m \cdot dx = \text{konst.}$$

erfüllt ist; dx bedeutet hierin das senkrecht zu c_m gemessene Element einer Schaufelkante. Die Integration ist graphisch auszuführen; man trägt also $r \cdot c_m$ in Funktion von x auf und bestimmt die eingeschlossene Fläche. Für das Rad Abb. 63 erläutern Abb. 64 und 65 das Verfahren, die erstere für die Leitradaustrittskante (hier r konstant), die letztere für die Laufradeintrittskante. Abb. 68 zeigt die beiden Kurven für Ein- und Austritt des Laufrades. Gleichzeitig ergibt sich eine Probe für die Wahl der Stromlinien. In Abb. 63 sind diese so angenommen worden, daß zwischen je zwei aufeinander folgenden 1/4 der Gesamtwassermenge durchgeht. Trägt man nun von einem Punkt der Kante, hier ist E gewählt worden, die Integralkurve S auf, d. h. in D die Ordinate entsprechend der Fläche zwischen E und D usw., in A den Wert der ganzen Fläche und teilt diese Ordinaten nach dem gewählten Gesetz in mehrere (hier vier gleiche) Teile, so ergeben die diesen entsprechenden Abszissen die genaue Lage der Punkte B, C und D. Finden sich zu große Unstimmigkeiten zwischen diesem Ergebnis und der ursprünglich angenommenen Lage und damit der Form der Stromlinien, so hat eine entsprechende Korrektur einzutreten. Zumeist wird jedoch eine solche nicht notwendig werden, um so weniger, als die Stromlinien Lage und Form ja doch mit wechselnder Wassermenge oder Drehzahl ändern.

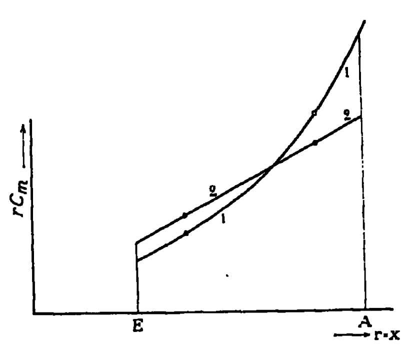


Abb. 68. Kurven $r \cdot c_m$ für Leitradöffnung ($\bullet$) in Funktion von b, 1 für den Eintritts-, 2 für den Austrittsquerschnitt des Laufrades.

§ 25. Vergleich zwischen Zuströmung konstanten und nicht konstanten Dralls.

Um einen Vergleich zwischen den Ergebnissen, gewonnen mit der vereinfachenden, jedoch ungenaueren Annahme einer Zuströmung konstanten Dralls zum Laufrad einerseits und denen nach der eben erläuterten Berechnung andererseits, zu ermöglichen, sind in dem zum Rad Abb. 49 gehörigen Diagramm Abb. 48 die Ergebnisse der genaueren Rechnung als Punkte δ der Stromlinien A und D eingezeichnet. Die Unterschiede gegenüber der gewöhnlichen Annahme sind, besonders bei voller Wassermenge, recht erheblich. Zwei Punkte sind vor allem zu beachten:

Der Einfluß der Meridiankrümmung bewirkt auf der äußeren Stromlinie eine Verkleinerung von w_2 und damit auch von c_{m2}, auf der inneren eine Vergrößerung von w_2 und c_{m2}. Da die Verkleinerung gerade die

Flächenteile von **großem** Achsenabstand betrifft, so überwiegt ihr Einfluß in der Regel, was darauf hinausläuft, daß die tatsächliche Wassermenge in der Regel etwas kleiner ausfällt, als sie nach der einfacheren Annahme konstanten Dralls errechnet wird. (Bei der letzteren Rechnungsart berücksichtigen!)

Ferner ist leicht einzusehen, daß es bei den üblichen Laufradformen überhaupt nicht möglich ist, eine rein meridiane Austrittsströmung mit überall gleicher Geschwindigkeit zu erhalten; entweder ist c_{m_2} von Stromlinie zu Stromlinie verschieden oder c_{u_2} nicht überall gleich 0.

Auf der Eintrittskante des Laufrades liegen die Verhältnisse umgekehrt; außen ist die Geschwindigkeit c_0 größer (A) als innen (D), der Spaltüberdruck

$$p_{\varrho} = c_{\varrho}^2 \gamma H$$

muß sich nach der Gleichung

$$c_{\varrho}^2 = c_i^2 - c_0^2$$

im umgekehrten Sinn ändern; bei zu scharfer Meridiankrümmung kann c_0 so groß, c_{ϱ} so klein werden, daß Strahlablösung und als deren Folge starke Schaufelanfressung eintritt. Die Verschiedenheit der c_0 auf den verschiedenen Stromlinien hat auch zur Folge, daß die relativen Eintrittsgeschwindigkeiten w_0 vor der Schaufel nicht gleichgerichtet sind; will man also für eine bestimmte Leitradöffnung auf der **ganzen** Eintrittskante gleichzeitig korrekten Eintritt ($w_{st} = 0$) haben, so müssen auch die w_1, und damit die Schaufelkurven am Eintritt verschieden gerichtet sein. Die gestrichelten Linien in der Richtung von w_1 (Abb. 48) geben für die innerste (D) und die äußerste Stromlinie (A) die nötigen Anhaltspunkte. Nebenbei sei bemerkt, daß der große Winkel β_1 außen für die Schaufelkonstruktion etwas unbequem werden kann, weil, als Folge davon, die entsprechende Schaufelung in der Richtung des Umfanges verkürzt wird; Abhilfe ist leicht dadurch möglich, daß man den Punkt A_1 auf etwas größeren Achsenabstand rückt, die Eintrittskante im Meridianschnitt also außen auf etwas größerem Abstand von der Achse ansetzt; u_1 wird dadurch größer, c_{u0} umgekehrt proportional kleiner, der Winkel β_1 also aus zwei Ursachen rasch kleiner und die Schaufelkurve bei größerer meridianer Höhe länger (s. Abb. 43—45).

In Abb. 49 ist auch die Änderung der Lage der Stromlinie B—B durch Berücksichtigung der Zuströmung nicht konstanten Dralls angedeutet; die Punkte δ am Anfang und Ende zeigen die Verschiebung an. Wie man sieht, ist diese zwar merkbar, doch bei Rädern der angenommenen Schnelläufigkeit noch nicht bedeutend.

An Hand von Abb. 48 und 49 wurde der Unterschied zwischen dem Ergebnis der Rechnung unter Annahme konstanten Dralls einerseits und dem genaueren nach Berücksichtigung der Grenzbedingung des Leitrades erhaltenen andererseits für eine Turbine mäßiger Schnelläufigkeit aufgezeigt. Bei höheren Werten der letzteren (größere Breite b' im Verhältnis zur Meridiankrümmung und besonders viel größere Winkel α') vergrößert sich der oben genannte Unterschied erheblich. Um dies erkennen zu lassen, sei der Propellerturbine nach Abb. 54 mit weit aus der Krümmung hinausgeschobenem Leit- und Laufrad in Abb. 63 eine solche üblicher Ausführung gegenübergestellt. Das entsprechende Diagramm ergibt sich unter Benützung der

Gleichungen 57 und 58 wie in Abb. 69 dargestellt. Die sich auf den Laufradaustritt beziehenden Linien sind voll ausgezogen, die sich auf den Eintritt beziehenden gestrichelt. Punkte auf den Richtungen der w_2, die sich auf die

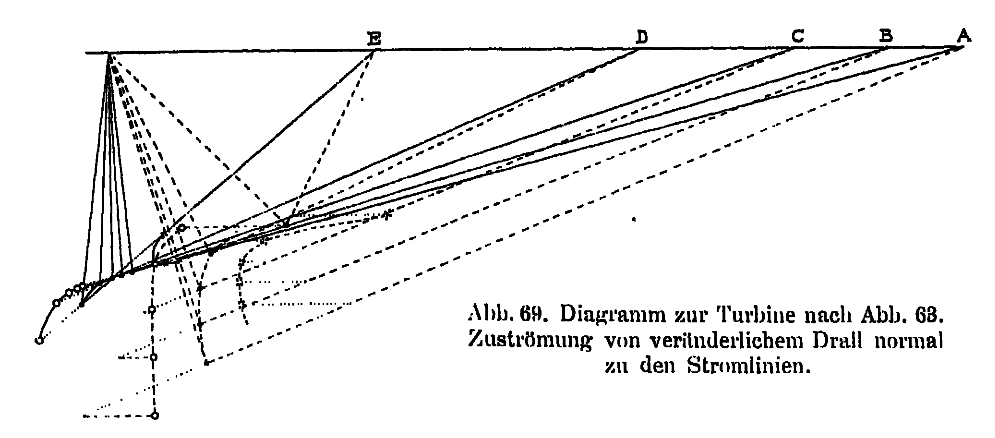


Abb. 69. Diagramm zur Turbine nach Abb. 63. Zuströmung von veränderlichem Drall normal zu den Stromlinien.

gleiche Leitschaufelstellung beziehen, sind unter sich je durch einen Linienzug verbunden, desgleichen bei c_0. Die Richtungen von w_1 bzw. die Winkel β_1 sind so gewählt, daß bei der Wassermenge (•), bei der für die Stromlinie C der Austritt senkrecht erfolgt, also $c_{u_2} = 0$ ist, auf der ganzen Eintrittskante kein Stoß eintritt.

Das letzte Element der Schaufelfläche ist als Schraubenfläche gedacht (alle Richtungen w_2 schneiden sich auf einem Punkt des Lotes im Ursprung des Diagrammes, wie in den Abb. 55 und 58).

Ein Vergleich der Diagramme Abb. 55 und 69 zeigt ohne weiteres die Unterschiede in den Ergebnissen der beiden Annahmen.

Im Gegensatz zu Rad Abb. 54 ist bei einer Turbine nach Abb. 63 mit Diagramm Abb. 69 rein meridianer Austritt nicht mehr vorhanden. Treten die Wasserteilchen auf der Stromlinie C senkrecht aus, so bildet die dieser entsprechende Rotationsfläche die Trennfläche von zwei Rotationsströmungen im Saugrohr, von denen die außerhalb gelegene sich in der gleichen Richtung dreht wie das Laufrad, die innerhalb gelegene entgegengesetzt dazu. In Tat und Wahrheit wird dieses Bild natürlich noch verwickelter durch den Umstand, daß die bisher gemachte Voraussetzung gleichen Zustandes auf

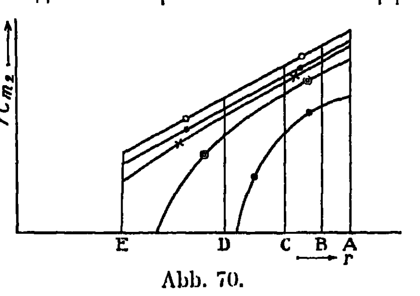


Abb. 70.

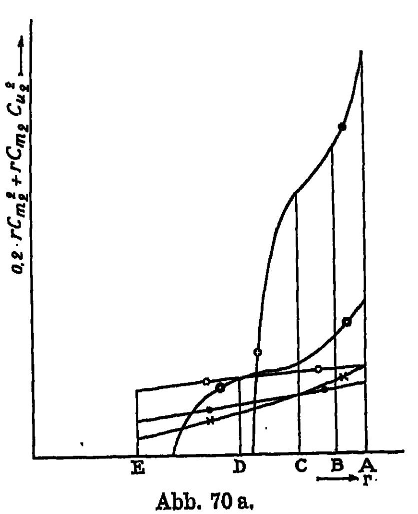


Abb. 70 a.

Abb. 70 und 70 a. Bestimmung der Wassermenge und des Austrittsverlustes einer Turbine nach Abb. 63.

Parallelkreisen in Wirklichkeit nicht erfüllt ist. Auf alle Fälle ist klar, daß die eben beschriebene wirkliche Strömung am Austritt besonders im Hinblick auf den Rückgewinn im Saugrohr ungünstiger ist, als die vielfach allein in Betracht gezogene reine Meridianströmung.

Aber auch am Eintritt liegen die Verhältnisse ungünstiger; die Stoßgeschwindigkeiten wachsen bei nicht normalem Betrieb im allgemeinen etwas rascher, die Meridiangeschwindigkeiten werden außen sehr hoch, die Drücke dementsprechend niedrig, wodurch Ablösung des Strahls bei starker Krümmung der äußeren Begrenzung im Bereich der Möglichkeit liegt. Allerdings ist die zuletzt erwähnte Erscheinung nicht an die Verschiedenheit des Dralls von einer Stromlinie zur andern gebunden; gleiche Krümmungsradien der Stromlinien vorausgesetzt, ist sie im Falle $r \cdot c_u =$ konst., sogar noch ausgesprochener als im Fall $r \cdot c_u$ nicht konstant.

§ 26. Erzeugung angenähert wirbelfreier Zuströmung.

Da die Zuströmung konstanten Dralls, besonders hinsichtlich der Strömung im Austrittsquerschnitt des Laufrades immerhin gewisse Vorteile hat, so wirft sich die Frage auf, ob es nicht möglich wäre, mit drehbaren Leitschaufeln eine Zuströmung wenigstens angenähert konstanten Dralls und dadurch am Laufradaustritt wenigstens in einer Stellung der Leitschaufeln rein meridiane Saugrohrströmung zu erzeugen.

Bauersfeld hat seinerzeit eine dieser Bedingung entsprechende Form für drehbare Leitschaufeln mit von Stromlinie zu Stromlinie verschieden großen Winkeln α' angegeben. Reichel[1] verglich dann im Laboratorium, unter Anwendung des gleichen Rades, den Bauersfeldschen Leitapparat mit einem solchen üblicher Konstruktion. Die mit dem ersteren erhaltenen Wirkungsgrade waren jedoch nicht höher als die mit einfachen zylindrischen Leitschaufeln erhaltenen; dazu waren die Schaufeln für $r \cdot c_u =$ konst. notwendigerweise verwickelt in der Form und teurer in der Herstellung; überdies schließen die Schaufeln nicht auf der ganzen Austrittskante. Dennoch war der von den genannten Forschern unternommene Versuch trotz seines in gewisser Hinsicht negativen Ergebnisses verdienstlich und für den Konstrukteur wertvoll, weil er zeigte, daß man in der Regel mit den Leitschaufeln gewöhnlicher Form auskommen kann; auch hat die Leitschaufel für konstanten Drall wieder mehr Bedeutung gewonnen durch die Aussicht, Turbinen mit feststehenden Leit- und beweglichen Laufschaufeln mit Erfolg verwenden zu können (s. »Wasserturbinen«, I. Teil und § 74).

Außer dem von Bauersfeld eingeschlagenen Weg gibt es noch einen zweiten, der, wenn auch in seiner Wirkung nicht so vollkommen wie der eben erwähnte, ihm gegenüber den Vorzug der Einfachheit besitzt:

Man läßt die Leitschaufeln in der offenen Stellung ein gewisses Stück in den Schaufelraum zwischen Leit- und Laufrad vorstehen, beginnt also die Krümmung der äußeren Meridianlinie schon kurz nach dem Punkt, auf dem im Aufriß die Drehachsen der Leitschaufeln sitzen (s. Abb. 71). Dadurch treten die Stromlinien ausgesprochener schief durch die Austrittskante, als dies bei der bisherigen Annahme der Fall war, α' nimmt gegen die untere,

[1] Siehe Zeitschr. f. d. ges. Turbinenwesen 1919, Heft 33—35.

äußere Stromlinie erheblich zu; der Betrag ist, wenigstens bis zu der unteren Ecke der Leitschaufel, die allerdings eine Diskontinuitätsstelle bedeutet, leicht zu bestimmen. In Abb. 72 ist die Sachlage für eine der Stromlinien Abb. 71 erläutert. Es handelt sich darum, den Winkel α' zu bestimmen, den die Geschwindigkeit c' mit dem Umfang, d. h. mit u bildet.

In Abb. 72 bedeutet $A—B$ die Richtung des Umfangs, $A—C$ diejenige des letzten Elementes der Leitschaufel in einer Fläche (Ebene oder Kegel) senkrecht zu den Erzeugenden der Schaufel gemessen, BAC also den Neigungswinkel α_*' dieses Elementes gegen den Umfang. Die Stromlinie sei im Aufriß (s. Abb. 71) unter dem Winkel φ' gegen BC geneigt. Man denke sich nun irgend eine zu AB senkrechte Ebene gelegt. Sie schneidet die Richtung der Geschwindigkeit c' in einem Punkt D, dessen Lage (D) in der Umklappung des rechtwinkligen Dreieckes BCD leicht bestimmt werden kann; denn CBD ist der Winkel φ'. Dadurch erhält man die wahre Länge von BD, der einen Komponente des rechtwinkligen Dreieckes ABD, in dessen Umklappung AB $((D))$ um AB. Die wirkliche Größe des Winkels α' erscheint nun als BA $((D))$. Dies ist der Winkel, den die Richtung der Geschwindigkeit c' mit derjenigen von u einschließt und der im Diagramm zu verwerten ist. Wie schon aus seiner Konstruktion hervorgeht, ist er gegenüber dem Winkel der Leitschaufel α_*' um so größer, je schiefer der Schnitt zwischen Stromlinien und Leitradaustrittskante, je größer also der Winkel φ' ist; er wächst daher von der obersten (innersten) Stromlinie gegen außen zu an, ein Umstand, der eine große Annäherung des tatsächlichen Strömungszustandes an denjenigen konstanten Dralls zu erreichen gestattet.

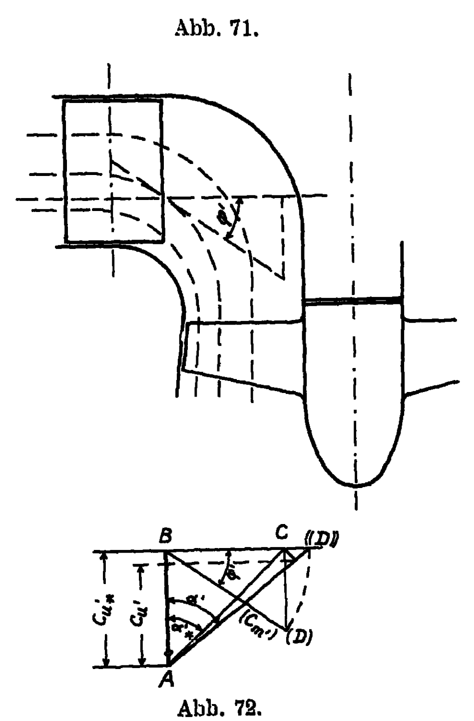


Abb. 71 und 72. Konstruktion des Winkels α', wenn die Leitradaustrittskante nicht normal zu den Stromlinien verläuft.

Im Diagramm zeigen sich folgende Änderungen. Verglichen mit dem Bild bei nicht vorstehender Leitschaufel wächst der Winkel α_0 nach außen zu an, der Betrag von c_0 ändert sich zwar auch, doch nicht erheblich; auf alle Fälle wird c_{u0} durch die Schwenkung von c_0 verkleinert. Die Eintrittsvertikale rückt für die äußere Stromlinie gegen den Nullpunkt des Diagrammes zu, für die innere von ihm weg; $r \cdot c_{u0}$ ändert sich längs der Laufradeintrittskante nicht mehr so stark, die Strömung nähert sich mehr derjenigen von konstantem Drall als bei nicht vorstehenden Leitschaufeln. Die ziffernmäßige Auswertung dieser Tatsache erreicht angesichts der vielen Vernachlässigungen der Rechnung allerdings keinen hohen Grad von Genauigkeit, anderseits ist

auch der Winkel β_1 bei hohem u_1 gegen die hier möglichen Fehler wenig empfindlich. Der Rechnungsgang ist nun der folgende:

Man geht wieder von einer mittleren Stromlinie und deren Diagramm aus, bestimmt, auf ihr rückwärts gehend, die Komponenten $c'_{u(a)}$ und $c'_{m(a)}$ und damit $\alpha'_{(a)}$, die die gewollte Strömung vor dem Laufrad ergeben; mit Hilfe der Gleichung 47 wird das Verhältnis μ der Geschwindigkeiten c_u und c_m auf einer neuen Stromlinie zu den entsprechenden Werten auf der Linie $a—a$ bestimmt. Für α' führt man den Mittelwert zwischen $\alpha'_{(a)}$ und $\alpha'_{(x)}$ ein ($\alpha'_{(x)}$ nach Abb. 71 und 72). Sodann schreitet man in bekannter Weise auf der neuen Stromlinie bis zum Eintrittspunkt vorwärts.

Anstatt auf der Leitradaustrittskante kann man die Winkel auch für Schnittpunkte der Stromlinien mit einer Normalen innerhalb des Leitrades bestimmen. Die Werte der Winkel α'_* (in Ebenen senkrecht zur Achse) sind aus der Leitradzeichnung zu entnehmen, die Winkel α' auf den Stromflächen gemäß Abb. 71 und 72 daraus abzuleiten.

Die Gleichung 57 muß dabei in der folgenden etwas allgemeineren Form angewandt werden:

$$c_{u0(x)} = c_{u0(a)}\,\mu\,\frac{D'_{(x)}}{D'_{(a)}}\,\frac{D_{1(a)}}{D_{1(x)}}. \tag{59}$$

§ 27. Anwendung des genaueren Rechnungsverfahrens, Ausführungsbeispiele.

Das eben gezeigte Verfahren, die Krümmung der Stromlinien im Meridianschnitt zu berücksichtigen und deren Einfluß auf den Verlauf von Geschwindigkeit und Druck festzustellen, läßt sich natürlich ebensogut auf Francisräder normaler Bauart wie auf Propellerräder anwenden. Die Anwendung des genaueren Rechnungsverfahrens ist auch bei Rädern mittlerer spezifischer Drehzahl notwendig, wenn man gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Versuch erreichen will. Selbst so ausgeprägte Erscheinungen, wie die von Ellon gemachte Beobachtung, daß die äußerste Saugrohrschicht auch bei noch so großer Leitradöffnung immer mit positivem oder nur sehr kleinem negativem c_{u2} strömt[1], finden bei Berücksichtigung der Meridiankrümmung in der Rechnung ihre einfache Erklärung.

Ausführungsbeispiel.

Es sei zuerst an Hand eines Zahlenbeispiels die Nutzanwendung auf eine normale Francisturbine gezeigt. Dabei soll wiederum eine ältere einer neuzeitlichen Form gegenübergestellt werden.

Gegeben sei:

Gefälle . . . . . . $H = 6$ m,
Wassermenge . . . $Q = 2$ m³/s,
Umdrehungszahl . . $n = 134$ mm.

Regulierung durch Drehschaufeln, die Turbine laufe in der Regel nicht mit voller Wassermenge, der Wirkungsgrad soll daher auch bei kleineren Wassermengen noch möglichst hoch sein.

[1] Vgl. z. B. Taf. 8, Abb. 1 und 2.

Die Leistung der Turbine stellt sich unter Annahme eines Wirkungsgrades von 0,83 zu

$$N = 133 \text{ PS},$$

die spezifische Drehzahl auf

$$n_s = \frac{134}{6} \sqrt{\frac{133}{\sqrt{6}}} = 165.$$

Zur Sicherheit rechnen wir mit einer um 5% erhöhten Wassermenge, also mit $Q = 2,1$ m³/s und nehmen weiter, in Anlehnung an Tabelle II an:

$$\frac{Q_{(\eta\max)}}{Q_{\max}} = \frac{c_{s\max}}{c_{s(\eta\max)}} = 0,75;$$

$$c_{s\max} = 0,23; \quad c_{m2} \sim 1,1\, c_s = 0,26; \quad u_{1(e)} = 0,66;$$

$$c'_m = 0,215; \quad (D' = 1150).$$

Hieraus ergeben sich:

$$D_s = 1040; \quad D_{1(e)} = 1030; \quad b' = 250.$$

Abb. 10—15, Taf. 2, zeigen die angenommene Form des Meridianschnittes, das Diagramm, die Schaufelschnitte und die Schaufelfläche in üblicher Darstellung.

Die genauere Nachprüfung der Wassermenge bei dem zuerst angenommenen Diagramm, bei dem auf der mittleren Stromlinie $w_2 = u_2$ ist, ergibt

$$Q_{(\eta\max)} = 1,56 \text{ m}^3/\text{s}.$$

Das Leitrad muß nun so weit geöffnet werden können, daß die gewährleistete Wassermenge durchgeht. Um dessen ganz sicher zu sein, schlägt man in der Praxis gewöhnlich noch 4—10% zu und würde also in unserem Beispiel, wie oben schon angegeben, die größte Leitradöffnung für etwa

$$Q_{\max} = 1,05\, Q = 2,1 \text{ m}^3/\text{s}$$

bemessen.

Das Diagramm Abb. 10, Taf. 2, zeigt die Geschwindigkeitswerte für diesen Fall. — Die Abb. 1—9, Taf. 2, stellen eine ältere Ausführung für die gleichen Konstruktionswerte dar[1]. Die Gegenüberstellung der beiden Ausführungen zeigt deutlich den Gang der Entwicklung in den Formen der normalen Räder.

Die Schaufel des älteren Rades war übrigens, wie das Diagramm Abb. 1, die Drucklinie (c_p^2) und die Geschwindigkeitslinie (c_0) in Abb. 4 erkennen lassen, seinerzeit schon unter Berücksichtigung der Strömung nicht konstanten Dralls vor dem Laufrad konstruiert worden; die Schaufelkurven würde man heute etwas anders wählen (s. Taf. 2, Abb. 11—15).

Weitere Ausführungsbeispiele

siehe Taf. 3, Abb. 1—11 und Taf. 4, Abb. 6—9.

§ 28. Lage und Form der Eintrittskante gegenüber der Axialebene.

Betrachten wir die Eintrittskante eines Rades in der Richtung einer durch irgendeinen Punkt der Kante gehenden Axialebene, so erscheint die erstgenannte als Gerade, wenn sie ganz in der Axialebene liegt, allgemein aber als Kurve oder eine die Ebene schneidende Gerade von bestimmter Neigung gegenüber der Achse. Es ist nun der Einfluß der Form und Neigung zu untersuchen.

[1] Aus „Wasserturbinen“, I. Aufl.

Wir denken uns als Ausgangsform ein Rad mit ganz in Axialebenen liegenden Eintrittskanten; zwischen zwei aufeinanderfolgenden Schaufeln schneiden wir die zylindrische Eintrittsfläche mit einer Axialebene und erhalten in der Schnittlinie $a-a$ in Abb. 73 in der Ansicht von außen ebenfalls eine zur Achse parallele Gerade. Das Rad drehe sich, von außen gegen die Achse gesehen, von links nach rechts. Der Druck p längs der Linie $a-a$ ändere sich infolge der Meridiankrümmung (s. § 16 u. f.) von der äußeren gegen die innere Stromlinie zu, wie in Abb. 73 von $a-a$ aus aufgetragen. Bevor die Wasserteilchen unter den Einfluß der Laufschaufeln gelangen, darf der Druck auf Kreisen um die Achse als konstant angesehen werden (p_e außen, p_i innen); im Bereich der Schaufeln dagegen ist der Druck p'' längs der Rückschaufel kleiner, derjenige auf der Vorderschaufel größer als der mittlere Druck p

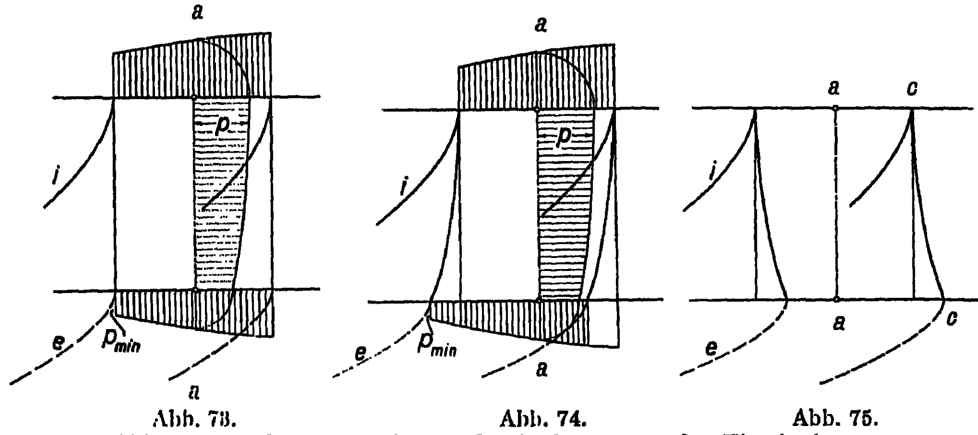


Abb. 73. Abb. 74. Abb. 75.
Abb. 73—75. Druckveränderung durch Krümmung der Eintrittskante.

(s. § 33 u. f.). Die Druckkurven stellen sich dann wie in Abb. 73 gezeigt dar. Denken wir uns nun die Eintrittskante windschief zur Achse gestellt oder gekrümmt, wie in Abb. 74 angenommen, so bleibt die Kurve von p, über $a-a$ aufgetragen, weil in ihrem Mittelwert durch die Flächenverhältnisse in ihrer Form durch die Meridiankrümmung bestimmt, angenähert gleich, während sich die Kurve von p_e so wie in Abb. 74 angegeben verschiebt, weil ja die im Endpunkt von $a-a$ gemessene Ordinate ungeändert bleibt. Man sieht leicht ein, daß sich die Druckkurve p_e gegenüber ihrem Verlauf bei axialer Eintrittskante in Abb. 73 entsprechend gesenkt, der Druck in der äußeren Schicht also abgenommen hat. Die Gefahr von Korrosionen an den äußeren Stellen des Laufradeintrittes und hier besonders am Schaufelrücken ist dadurch erhöht. In der Tat sind Fälle aus der Praxis bekannt, in denen bei Rädern mit stark zurückgezogener Eintrittskante außen Korrosionen auftraten, die bei einem neuen in der besprochenen Richtung günstiger gebauten Laufrad ausblieben oder sich sehr viel langsamer bildeten. So bequem also ein Zurückziehen des äußeren Teils der Eintrittskante erscheint, um dort günstiger geformte Schaufelkurven zu erhalten, so sehr ist bei der Anwendung dieses Mittels Vorsicht am Platz. Die Verbesserung der Schaufelform wird leicht dadurch erreicht, daß man im

Axialschnitt den äußeren Eintrittspunkt auf etwas größeren Achsenabstand setzt und dadurch eine flachere, also in der Umfangsrichtung längere Schaufelkurve erhält (s. Abb. 43—45).

Die der eben besprochenen entgegengesetzte Wirkung tritt ein, wenn der äußere Eintrittspunkt in der Richtung der Umfangsgeschwindigkeit vorgezogen wird (Abb. 75). Der Druck in der äußeren Schaufelung kann dadurch weiter gesteigert, die Gefahr des Auftretens von Korrosionen weiter gemildert werden; allerdings erhält man bald ungünstige Schaufelflächen, so daß dieses Mittel nur in beschränktem Umfang Anwendung findet.

Die vorstehenden Überlegungen, die allerdings nur das Wesen der Erscheinung wiedergeben, führen immerhin zu Ergebnissen, die in gleicher Richtung liegen wie die Schlußfolgerungen Bauersfelds in seinen in der V.D.I. Zeitschr. 1912 veröffentlichten Untersuchungen, in denen er zu der Forderung kam, daß die Schaufel so konstruiert werden sollte, daß die Kurven gleichen $r \cdot c_u$ im Bereich des Laufrades in Axialebenen liegen sollten.

Es sei in diesem Zusammenhang noch auf eine andere Erscheinung aufmerksam gemacht, die Bauersfeld in dem oben erwähnten Aufsatz ebenfalls behandelt hat. Denken wir uns einen durch eine Zylinderfläche herausgeschnittenen Kanalquerschnitt mit zwei zur Turbinenachse parallelen Schaufellinien. Der Druckunterschied auf einem Parallelkreis zwischen zwei aufeinanderfolgenden Schaufelpunkten hängt, wie in § 33 u. f. genauer ausgeführt, von der Beschleunigung der Wasserteilchen in der Umfangsrichtung ab, also von der Schaufelform an der angenommenen Stelle. Ist z. B. dort die äußere Schaufel verhältnismäßig stärker gekrümmt als die innere, so ergeben sich längs der Schaufellinien in dem betrachteten Schnitt Druckdifferenzen und als deren Folge, wie in Abb. 76 angedeutet, Sekundärströmungen. Damit diese nicht auftreten, müßte also die Krümmung der inneren Schaufelung in einem bestimmten Verhältnis zu derjenigen der äußeren stehen (s. die oben angegebene Veröffentlichung von Bauersfeld). Wie später gezeigt werden wird, hängt die Druckdifferenz zwischen Vorder- und Rückschaufel unter anderem von der Durchflußgeschwindigkeit ab; da sich diese bei der Regulierung nur durch drehbare Leitschaufeln mit wechselnder Wassermenge außen ganz anders ändert als innen, ist die oben angedeutete Sekundärströmung günstigstenfalls nur bei einem einzigen Betriebszustand wegzubringen.

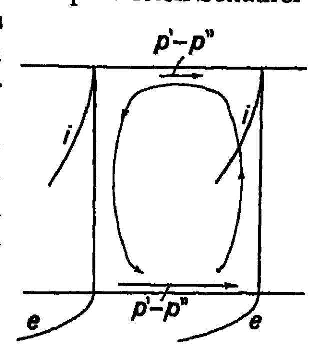


Abb. 76. Ausbildung von Sekundärströmungen durch stark verschiedene Schaufelkrümmung.

C) Besondere Maßnahmen zur Erzielung hoher Schnelläufigkeit.

Außer den früher schon erwähnten Mitteln, mit denen die spezifische Drehzahl über den heute als »normal« angesehenen Betrag gesteigert werden kann (Vergrößerung von u_s und c_s) sind noch eine Reihe weiterer Maßnahmen

zu erwähnen, deren harmonische Anwendung erst zu Rädern von hohem n_s und zugleich gutem Wirkungsgrad führt.

§ 29. Formgebung des Rotationshohlraumes Leit-Laufrad bei Schnelläufern.

Zwar sind in den eben behandelten Abschnitten schon Angaben über die Führung der äußeren und der inneren Meridianlinie gemacht und zum Teil erörtert worden; doch wird es nicht überflüssig sein, diese und einige weitere Gesichtspunkte nochmals kurz im Zusammenhang zu besprechen. Die Konstruktionsgrundsätze sind bei Turbinen hoher spezifischer Drehzahl die gleichen wie bei Langsam- und Normalläufern; doch ist bei Schnelläufern die Bedeutung einer guten, sorgfältigen Durchbildung der einzelnen Elemente größer, weil infolge der hohen Wassergeschwindigkeiten unter sonst gleichen Umständen auch die hydraulischen Verluste sehr viel größer werden.

Es seien daher der Reihe nach die Fragen der Ausbildung der äußeren und der inneren Profilbegrenzung, der Eintritts- und der Austrittskante kurz behandelt.

a) Äußere und innere Begrenzung, die Raderweiterung.

Die Krümmung der äußeren Begrenzung im Axialschnitt wird in der Hauptsache **vor** den Laufradeintritt gelegt, so daß im Rad selbst eine gerade oder höchstens schwach gekrümmte Meridianlinie vom äußersten Eintrittspunkt zum äußersten Austrittspunkt führt.

Wie aus den vorhergehenden Abschnitten hervorgeht, hängt bei sonst ähnlicher Formgebung die Verteilung der Geschwindigkeiten normal zu den Stromlinien in erster Linie von der Krümmung dieser Kurven und vom Verhältnis der Krümmungsradien ϱ zur Gesamtbreite b ab; da die Wirkung dieser Krümmung bei Regulierung durch zylindrisch geformte Drehschaufeln im Leitrad mehr oder weniger unerwünscht ist, so sollte $\varrho_{(e)}$ nicht zu klein gewählt werden, bei Propellerrädern etwa

$$\varrho_{(e)} \geq \frac{1}{8} \div \frac{1}{10} D_m \tag{60}$$

bei andern nicht viel kleiner.

Aus ähnlichen Gründen ist die Meridiangeschwindigkeit c'_m im Leitradaustritt klein zu halten

$$c'_m \leq (0{,}2) \div 0{,}25 \div 0{,}35. \tag{61}$$

Die Bedingung 60 ist leichter zu erfüllen, als es den Anschein hat, ist doch im vorhergehenden Abschnitt schon festgestellt worden, daß es nur günstig wirkt, wenn die Leitschaufelspitzen über den Beginn der äußeren Profilkrümmung hinausragen; man kann also die Krümmung der äußeren Meridianlinie schon bald nach dem Kreis, auf dem die Schaufelbolzen sitzen, beginnen lassen.

Der Gleichung 61 entspricht, wenigstens den unteren Werten, eine große Höhe der Leitschaufeln, und daher auch ein hoher Preis; doch ist hier eine zu große Sparsamkeit nicht am Platz. Mit schmäleren Leiträdern, d. h. zu hohen Meridiangeschwindigkeiten, sind schon recht schlechte Erfahrungen gemacht worden, was ohne weiteres verständlich wird, wenn man die Ergebnisse der §§ 16, 33 u. f. beachtet.

Eine weitere Frage ist nun die, wie die äußere Meridianlinie gegen das Saugrohr zu endigen soll?

Zur Beantwortung vergleicht man am besten Turbinen für gleiche Konstruktionsdaten und gleichen äußeren Austrittsdurchmesser D_{2_a}. Man hat dann die Möglichkeit, die äußere Meridianlinie durch den so gegebenen Austrittspunkt entweder parallel zur Achse (Kurve I in Abb. 77) oder gegen diese geneigt (Kurve II) mit Schnittpunkt oberhalb oder unterhalb des Rades zu ziehen.

Am Austritt erweitert sich bei Linie II die zu c_m senkrecht stehende Fläche F; c_m verkleinert sich demgemäß rasch, ebenso nehmen c_m^2 und auch c_u und c_u^2 etwas ab. Handelte es sich um eine gewöhnliche Meridianströmung in einem erweiterten Rohr, so würde bei stärkerer Erweiterung das Wasser der äußeren Begrenzung nicht mehr folgen, sondern das Rohr in einem von einer Wirbelzone umgebenen Kern im wesentlichen axial durchfließen. In den Schaufelkanälen hingegen haben die Wasserteilchen infolge des Schaufelrückdruckes die Neigung, seitlich, d. h. hier radial, auszuweichen und sind dadurch befähigt, auch eine ziemlich starke Erweiterung des Profils auszufüllen. Erfahrungsgemäß sind die hiebei auftretenden Verluste nicht erheblich, solange der Neigungswinkel der äußeren Meridianlinie gegen die Achse nicht mehr als 10—20° beträgt. Natürlich muß diese starke Erweiterung auf die dem Laufrad unmittelbar benachbarte Zone beschränkt bleiben (s. auch Abschnitt über das Saugrohr). Der Rückgewinn

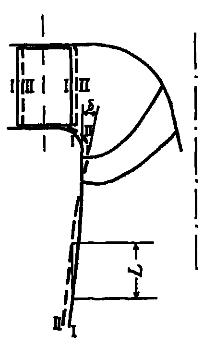


Abb. 77. Verschiedene Ausbildung der äußeren Laufradbegrenzung.

in der Erweiterung beträgt 0,6—0,8 $(\overline{c_{m_3}^2} - c_s^2)$, wobei $\overline{c_{m_3}^2}$ den Mittelwert der $c_{m_3}^2$ im Querschnitt 3 bedeutet. Der Gewinn wird hier fast ohne materiellen Aufwand erzielt, während bei axialer Führung der äußeren Meridianlinie ein größeres Stück Saugrohr (L in Abb. 77) nötig ist, bis die gleiche Wirkung erreicht wird. Die Erweiterung des Rades gegen den Austritt zu bringt daher eine gewisse Ersparnis an Kosten des Saugrohres mit sich, die bei großen Abmessungen recht fühlbar sein kann; zudem kommt man mit einem etwas kleineren Leitrad aus (s. Abb. 77).

Allein damit sind die Vorteile der Raderweiterung nicht erschöpft. Vergleichen wir die zwei Ausführungsmöglichkeiten hinsichtlich des Radeintrittes. Der äußere Eintrittsdurchmesser ist bei der Linienführung II kleiner als bei I, die größte Umfangsgeschwindigkeit ebenfalls, c_{u0} verhält sich umgekehrt; also ist die Verkleinerung von w_{u0} noch weit erheblicher, was hinsichtlich der hydraulischen Widerstände, besonders bei den hohen Relativ- und Umfangsgeschwindigkeiten der ausgesprochenen Schnelläufer, ins Gewicht fällt. Allerdings ist bei II infolge der kleineren Fläche F_0 die Meridiangeschwindigkeit c_{m0} größer, was einerseits zwar den eben erwähnten Vorteil kleiner Geschwindigkeit w_1 etwas vermindert, andererseits aber das Gute hat, den Winkel β_1 zu vergrößern. Dies ist deshalb erwünscht, weil bei hohen Umfangsgeschwindigkeiten die Differenz $\beta_1 - \beta_2$ und damit die Krümmung der Schaufel so klein wird, daß die Werkstätte die erforderliche Ausführungsgenauigkeit nur mehr schwer erreichen kann.

Die Raderweiterung nach II wurde denn auch bei n_s über 180—200 von jeher angewandt und hat bei Rädern größerer Schnelläufigkeit noch erhöhte Bedeutung gewonnen.

Andererseits ist mit ihr der konstruktive Nachteil verbunden, daß, wenigstens bei einem Rad ohne Außenkranz, dieses nicht mehr hochgezogen werden kann; entweder ist zuerst das Leitrad zu demontieren oder ein zwischen Leit- und Laufrad angebrachter Ring, der bei Propellerrädern auch die den Flügelenden gegenüberstehende bearbeitete Fläche enthält (s. Taf. 6, Abb. 1).

Die Vor- und Nachteile des im Austritt zylindrisch ausgebildeten Rades sind durch die obigen Bemerkungen gegeben. Bei Kaplanturbinen mit drehbaren Laufschaufeln wird die zylindrische Außenbegrenzung der konischen vorgezogen, weil sie in den verschiedenen Lagen der Schaufel einen kleineren Spaltraum verbürgt. Noch vollkommener wird dieses Ziel durch Anwendung von Kugelflächen erreicht (s. Abb. 78).

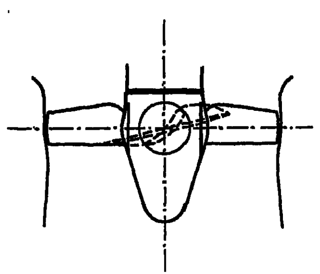


Abb. 78. Kugelfläche als Laufradumgrenzung.

Die Form der inneren Begrenzung des Schaufelraumes hat weit geringere Bedeutung als die der äußeren. Bei nicht zu hohen spezifischen Drehzahlen (etwa bis 300) bildet sie den letzten Teil des Bogens, der im Axialschnitt von der radialen Richtung des Leitrades in die axiale des Saugrohres oder in eine zur Achse geneigte Erzeugende überführt, bei Rädern von hohem n_s endigt der genannte Bogen, der übrigens ohne Nachteil fast bis zur Ecke reduziert werden kann, gewöhnlich schon vor dem Eintrittspunkt der innersten Stromlinie; die Nabe wird dann leicht konisch ausgeführt, im Durchmesser $D_{1(i)}$ immerhin so groß, daß die Umfangsgeschwindigkeit am Eintritt nicht unter $0{,}65 \div 0{,}75$ sinkt, dies damit auch der innerste Schaufelschnitt in der Umfangsrichtung noch genügend lang wird.

b) Die Form von Ein- und Austrittskante.

Die Eintrittskante beginnt außen, wie schon erwähnt, unterhalb des das Leit- und Laufrad verbindenden Wulstes, also nach der (stärksten) Krümmung der dortigen Meridianlinie; ja am besten wird sie erst nach einer kurzen geraden Strecke angesetzt (s. Kaplanturbine Lilla Edet), damit am Eintritt nicht zu große Unterschiede von c_m auftreten.

Vom äußersten Punkt wird sie nun zunächst fast als Normale zu den Stromlinien geführt, um sodann in sanftem Bogen den schon oben erwähnten, durch $u_{1(i)}$ bestimmten Punkt der inneren Profilbegrenzung zu erreichen. Je nach der größeren oder kleineren Schnelläufigkeit entstehen so Formen[1], wie sie z. B. die Abb. 49, 66 und 63, sowie Taf. 3, Abb. 3 und Taf. 4, Abb. 6 erkennen lassen und die bei n_s über 600 fast oder ganz axiale Räder ergeben.

[1] Siehe u. a. Prášil, Bremsversuche an einer neuen schnellaufenden Wasserturbine von Escher, Wyss & Cie., Konstruktion nach Dubs, Schweiz. Bauzeitung vom 18. und 25. Dezember 1915. Hjalmar O. Dahl, Om snabblöpande Vattenturbiner, Teknisk Tidskrift „Mekanik“, Stockholm, 14. Dezember 1921.

Die **Austrittskante** verläuft ähnlich der Eintrittskante; immerhin ist es, schon aus Festigkeitsrücksichten, gut, wenn der innere Ansatz an der Nabenscheibe länger gehalten wird als der äußere.

So entstehen von mittleren n_s an bis zu den hohen Werten stetige Übergangsformen vom normalen Francislaufrad bis zu den ausgesprochenen Propellerrädern. Eine scharfe Abgrenzung zwischen den beiden gibt es in der Formgebung der Schaufelfläche nicht.

§ 30. Räder mit und ohne Außenkranz, Flügel- oder Propellerräder.

Da das die spezifische Drehzahl bestimmende Produkt $u_s \sqrt{\varphi \cdot c_s \cdot \eta}$ in erster Linie durch eine Vergrößerung von u_s gehoben werden muß, so entsprechen den höheren Werten von n_s auch immer größere u_s und immer größere Relativgeschwindigkeiten w. Die Wasserteilchen, die der inneren, dem Schaufelkanal zugekehrten Seite des äußeren Kranzes entlang strömen, bewegen sich relativ zur Berührungsfläche mit großer Geschwindigkeit und verursachen dementsprechend große hydraulische Widerstände, die einen immer größeren Anteil an dem ganzen Reibungsverlust (Turbulenz) ausmachen. Die Ausscheidung dieser Verlustquelle gewinnt daher mit größer werdender spezifischer Drehzahl sehr rasch an Bedeutung. Die äußere Fläche des Außenkranzes watet in einem Wasserring, der infolge der sehr kleinen Umfangskomponente c_{u0} ohne die Einwirkung des Rades fast stillstehen würde; die Relativgeschwindigkeit des Kranzes gegenüber diesem Ring reicht also nahezu an den hier sehr großen Wert der Umfangsgeschwindigkeit heran, während bei Rädern niederer spezifischer Drehzahl das Rad weniger rasch, der es umgebende Wasserring rascher läuft, weil hier die Komponente c_{u0}, mit der das Wasser, aus dem Leitrad kommend, durch den Spalt tritt, größer ist als die Umfangsgeschwindigkeit. Die Relativgeschwindigkeit zwischen der äußeren Kranzfläche und Wasserteilchen fällt daher bei niedrigem n_s viel kleiner aus; der absolute Betrag des Watverlustes, der dem Quadrat dieser Relativgeschwindigkeit ungefähr proportional ist, sinkt mit abnehmendem n_s sehr rasch. Dies ist der Grund dafür, daß dieser Verlust bisher unerörtert bleiben konnte.

Wird der Außenkranz weggelassen, so strömen die äußersten Wasserteilchen längs der nunmehr festen Wand und bewegen sich relativ zu dieser in der Umfangsrichtung mit Geschwindigkeiten, die von c_{u0} bis zu c_{u2} abnehmen, also bei der normalen Wassermenge sehr viel kleiner sind, als wenn sich die äußere Begrenzung mit dem Laufrad mitdrehte. Für die Verhältnisse am **Austritt** des Rades ist die Weglassung des Kranzes also immer günstig, am **Eintritt** halten sich die beiden Konstruktionsmöglichkeiten (mit bzw. ohne Außenkranz) etwa die Wage, wenn c_{u0} halb so groß ist wie u_1, denn es ist dann beide Male die Umfangskomponente der Relativgeschwindigkeit gleich c_{u0} gleich $\frac{1}{2} u_1$. Dies ergibt, senkrechten absoluten Austritt vorausgesetzt, für diese Grenze der Umfangsgeschwindigkeit

$$\frac{\eta_h}{2} = u_1 \cdot \frac{u_1}{2},$$

$$u_1 = \sqrt{\eta_h},$$

beispielsweise für

$$\eta_h = 0{,}9, \quad u_1 = 0{,}95.$$

Tatsächlich wird man den Außenkranz nicht früher weglassen als unbedingt nötig, weil er durch das feste Zusammenhalten der äußeren Schaufelenden doch große konstruktive Vorteile bietet. Erst bei spezifischen Drehzahlen über 400 ist man genötigt, dieses Mittel zur Verkleinerung der hydraulischen Verluste allgemein anzuwenden.

Das Spiel zwischen Schaufelenden und Saugrohr ist natürlich möglichst klein zu halten; infolgedessen muß das letztere in der Zone des Spaltes bearbeitet sein.

Da zwischen Ober- und Unterseite der Schaufel ein erheblicher Druckunterschied besteht (s. § 33 u. f.), so fließt das Wasser mit entsprechend großer Geschwindigkeit durch den Spalt und verursacht dann infolge der beim Austritt aus dem Spalt entstehenden Wirbel oft Anfressungen (s. »Englesson, Kaplanturbinen oder Propellerturbinen«, Wasserkraft-Jahrbuch 1924).

Diese »Spaltkorrosion« zeigt sich besonders gern an Stellen, an denen die Spaltweite wechselt. Um in dieser Richtung vorzubeugen, wird bei Kaplanturbinen die äußere feste Begrenzung im Bereich des Laufrades oft kugelig ausgeführt; der Spalt bleibt dann in jeder Stellung der Schaufel gleich groß (s. Abb. 78). Diese Ausführung ist allerdings nur zu empfehlen, wenn Leit- und Laufrad so reguliert werden, daß c_{u2} bei allen Wassermengen praktisch gleich 0 ist (s. Abschnitt über das Saugrohr, Wirkung der Umfangskomponente c_{u2}).

§ 31. Die Verkleinerung der Relativgeschwindigkeiten.

Zur Erörterung dieses Punktes sei eine Turbine mit $u_1 = u_2$ und $c_{m0} = c_{m2}$ vorausgesetzt.

Die Hauptgleichung lautet für diesen vereinfachten Fall:

$$\frac{\eta h}{2} = u\,(c_{u0} - c_{u2})$$

$$c_{u0} - c_{u2} = \frac{\eta h}{2\,u}.$$

Man sieht leicht ein, daß der Vektor $c_{u0} - c_{u2}$ auf der Horizontalen im Abstand c_m von u beliebig verschoben werden kann. Er ändert seine Größe proportional η_h, d. h. im Bereich der praktisch zulässigen Veränderlichkeit nur wenig. Eine Verschiebung des Vektors nach rechts von der Lage $c_{u2} = 0$ aus verkleinert die Relativgeschwindigkeiten und setzt die durch sie bestimmten hydraulischen Verluste im Laufrad herab. Diese seien beispielsweise in der Form $\zeta_w w_2^2$ auf w_2^2 bezogen.

Gleichzeitig mit der Herabsetzung des eben genannten Verlustes tritt aber eine Vergrößerung des Austrittsverlustes auf, die als $\zeta_u c_{u2}^2$ angeschrieben werde. Die günstigste Lage des Vektors $(c_{u0} - c_{u2})$ ist offenbar die, bei der die Summe der oben angeführten Verluste zu einem Minimum wird, wenn also

$$\zeta_w w_2^2 + \zeta_u c_{u2}^2 = \text{minimum}.$$

Der Beiwert ζ_w von w_2^2 dürfte bei guter Ausbildung der Schaufeln und bei Rädern von etwa 1 m Außendurchmesser Werte zwischen den Grenzen 0,02 bis 0,01 annehmen. Der Beiwert von c_{u2}^2 dagegen hängt in erster Linie von der Form des Saugrohres ab, bzw. von dessen Fähigkeit, die Umfangskomponente der

Austrittsgeschwindigkeit in mehr oder weniger hohem Maße zurückzugewinnen. Ist nach früherer Bezeichnungsweise $k_u c_{u2}^2$ der im Saugrohr zurückgewonnene Teil von c_{u2}^2, so ist

$$\zeta_u = 1 - k_u.$$

Für das gewöhnliche Saugrohr mit kleiner oder nur unwesentlicher Erweiterung liegen die Werte von k_u zwischen 0 und etwa 0,2, bei starker achsensymmetrischer Erweiterung nach Abb. 143 und 144 liegt er wohl etwas höher.

Der günstigste Wert von c_{u2} ergibt sich, wenn man in der obigen Gleichung noch w_2^2 in w_{u2}^2 und c_{m2}^2 trennt und w_{u2} durch $c_{u2} - u$ ersetzt (w_{u2} ist negativ), unmittelbar aus

$$\frac{d\left[\zeta_w c_{m2}^2 + \zeta_w c_{u2}^2 + \zeta_w u^2 - 2\zeta_w u c_{u2} + (1 - k_u) c_{u2}^2\right]}{d c_{u2}} = 0$$

zu

(62) günstigster Wert
$$c_{u2} = u \frac{\zeta_w}{1 - k_u + \zeta_w}.$$

Günstigste Werte von c_{u2}.

	$k_u = 0$	0,2	0,5	0,8
$u = 2,5$, $\zeta_w = 0,01$: $c_{u2} =$	0,025	0,03	0,05	0,12
$u = 2,5$, $\zeta_w = 0,02$: $c_{u2} =$	0,05	0,06	0,1	0,23.

Der Wert 0,8 für k_u (80% Rückgewinn der Umfangskomponente im Saugrohr) ist selbst bei stark erweitertem und bestausgeführtem achsensymmetrischen Saugrohr unwahrscheinlich hoch (s. Abschnitt über das Saugrohr), der günstigste Wert von c_{u2} bleibt also immer recht niedrig; als nahezu günstigste Form des Austrittsdreieckes (bei festem c_{m2}) muß also nach wie vor diejenige des senkrechten Austrittes oder des gleichschenkligen Dreieckes $w_2 = u_2$ angesehen werden.

Es mag auffallen, daß die Werte für ζ_w sehr klein angesetzt sind; allein die bei Umfangs- und Relativgeschwindigkeiten w_2 von 2 und mehr, also bei $w_2^2 = 4$ und mehr, erreichten Wirkungsgrade von 90% und darüber wären bei wesentlich höherem Ansatz unmöglich, da sich die ganze Verlustsumme $1 - 0,9 = 0,1$ noch aus mechanischem Verlust, Verlust im Leitrad, Austrittsverlust v_a u. a. zusammensetzt, wovon der letztere allein auch bei guter Saugrohrausführung noch 0,05 in Anspruch nimmt, wenn c_2 auf 0,5 und mehr gesteigert wird.

Moody, der meines Wissens als erster auf die Möglichkeit der oben besprochenen Formgebung des Austrittsdiagramms zur Erhöhung der Schnellläufigkeit aufmerksam machte, empfiehlt für c_{u2} erheblich größere Werte als nach der vorliegenden Rechnung erhalten; er geht bis $c_{u2} = \frac{u_2}{2}$, was, als günstigster Wert genommen, eine fast restlose Rückgewinnung von c_{u2}^2 voraussetzen würde, wie sie bei den üblichen Saugrohrformen nicht eintritt.

Den bisher angegebenen Mitteln zur Erzielung guter Wirkungsgrade bei hohen spezifischen Drehzahlen ist als weiteres die Verkleinerung der

Schaufelfläche anzufügen; doch soll die Erörterung dieses Punktes einmal seiner Wichtigkeit, sodann aber auch der Folgen wegen, die diese Maßnahme hinsichtlich der Berechnungsweise, Abweichung der Schaufel- von den Diagrammwinkeln usw. nach sich zieht, in einem besonderen Abschnitt behandelt werden.

§ 32. Verhältnis der Schaufellänge zur Teilung.

Bisher wurden auf irgend einem Parallelkreis Größe und Richtung der Wassergeschwindigkeit unveränderlich oder wenigstens von einem mittleren Betrag so wenig abweichend vorausgesetzt, daß, ohne zu großen Fehler zu begehen, mit dem Mittelwert gerechnet werden durfte, der auch den Diagrammen zugrunde gelegt wurde. Schon bei Rädern kleiner spezifischer Drehzahl traf diese Voraussetzung nicht vollständig zu. Die einzelnen Wasserteilchen treten zwischen zwei Leitschaufeln im allgemeinen unter verschiedenem Druck und mit verschiedenen Geschwindigkeiten aus, so daß schon vor dem Eintritt ins Laufrad die relative Strömung, genau genommen, nicht einmal stationär ist. Am Austritt des Laufrades sind die Verhältnisse ähnlich. Relative Geschwindigkeit und Druck sind auf Parallelkreisen zwischen zwei Schaufeln veränderlich; die **absolute** Strömung nach dem Rad, also im obersten Teil des Saugrohres, ist nicht mehr stationär. Immerhin sind die genannten Ungleichheiten infolge der verhältnismäßig großen Zahl der angewandten Schaufeln, wie sie bei Rädern von kleinem n_s üblich ist, nicht allzu bedeutend, so daß die Vernachlässigung der Unterschiede dort keinen unzulässigen Fehler in sich schließt.

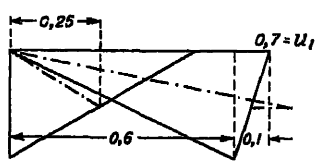


Abb. 79. Diagramm einer normalen Francisturbine. (Maßstab $1 \sim \frac{1}{2}$ dm.)

Bei Schnelläufern wiegen die erwähnten Umstände schwerer und dies aus folgenden Gründen.

Wie ein Vergleich der beiden, im gleichen Maßstabe gezeichneten Diagramme, Abb. 79, entsprechend einer normalen ($u_1 = 0{,}7$) und Abb. 80, entsprechend einer großen Umfangsgeschwindigkeit ($u_1 = 2{,}3$) zeigt, wachsen bei größer werdenden Umfangs- auch die Relativgeschwindigkeiten sehr rasch an, w_2 etwa wie u_1, w_1

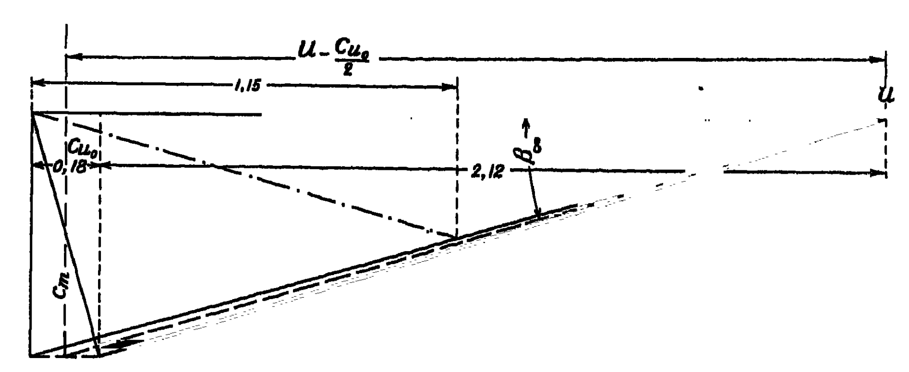


Abb. 80. Diagramm hoher Umfangsgeschwindigkeit zu einem Rad von hohem n_s. (Maßstab $1 \sim \frac{1}{2}$ dm.)

noch rascher. Da die durch die Wandreibung verursachten Turbulenzverluste unter sonst gleichen Umständen mit dem Quadrat der Geschwindigkeit zunehmen, ist leicht einzusehen, daß c_w^2, von dem die eben erwähnten Verluste einen Teil bilden, mit höheren Umfangsgeschwindigkeiten entsprechend zu-, der Wirkungsgrad in gleicher Weise abnimmt, wenn nicht alles getan wird, um diesen Verlust in den engen Grenzen der normal laufenden Turbine zu halten (3—6 %).

Als Mittel zur Einschränkung dieser Verluste stehen zur Verfügung: Verminderung der Gesamtschaufelfläche, also die Anwendung weniger und kurzer Schaufeln, Gestaltung des Schaufelprofils nach Formen kleinen Widerstandes und die schon in § 31 besprochene Verkleinerung der Relativgeschwindigkeiten.

Die erste der angegebenen Maßnahmen verlangt, daß im Schnitt der Schaufelung mit einer Stromfläche die Länge l der Schaufel im Verhältnis zum Abstand t zweier benachbarter Schaufeln tunlichst verkürzt, das Verhältnis $\frac{t}{l}$ also groß gehalten werde. Damit ist allerdings eine weniger sichere Führung eines Teils der Wasserteilchen, eine größere Unsicherheit hinsichtlich der durchfließenden Wassermenge und im allgemeinen eine Erhöhung des mittleren Austrittsverlustes verbunden. Man darf also die Forderung nicht zu hoch schrauben und ist genötigt, einen richtigen Mittelweg herauszufinden. Ein Hinweis auf die extremen Fälle wird zunächst in grundsätzlicher Richtung Klarheit schaffen.

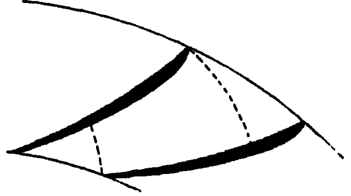


Abb. 81. Schaufelschnitt nach Diagramm Abb. 79.

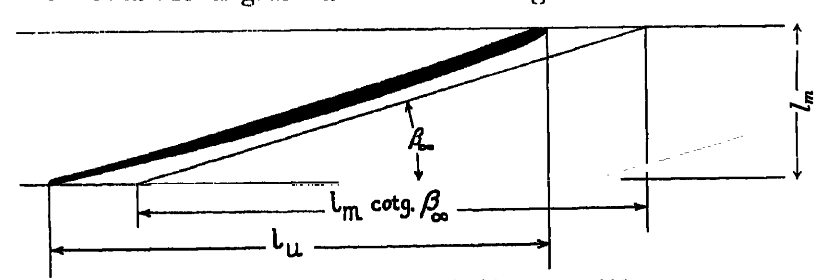


Abb. 82. Schaufelschnitt nach Diagramm Abb. 80.

Bei unendlich großer Schaufelzahl wären alle Wasserteilchen gezwungen, längs der Schaufelfläche, d. h. genau in der Richtung der Schaufel zu strömen, der Wirkungsgrad der Turbine wäre trotzdem gleich Null, weil die Verluste durch Wandreibung die ganze verfügbare Energie aufzehren würden.

Denkt man sich die Schaufeln sehr (unendlich) weit auseinandergestellt, so vermögen sie die in der Mitte zwischen ihnen durchströmenden Wasserteilchen überhaupt nicht mehr zu beeinflussen; diese fließen wie durch einen freien Rotationshohlraum und geben daher keine Arbeit an die Schaufeln ab; der Wirkungsgrad $\overline{\eta}$ der g a n z e n Turbine als Mittelwert der Wirkungsgrade der einzelnen Wasserteilchen ist bei $\frac{t}{l} = \infty$ wiederum 0.

$$\frac{t}{l} = \infty \quad \Big| \quad \overline{\eta} = \frac{\int \eta \, dQ}{Q} = 0.$$

Der Konstrukteur hat also den günstigsten Wert zwischen den beiden Extremen herauszufinden und anzuwenden. Da bei kleiner Umfangsgeschwindigkeit die Relativgeschwindigkeiten und daher auch die Verluste durch Wandreibung im Laufrad klein sind, während die gesamte Ablenkung $\beta_1—\beta_2$ groß wird, so liegt hier das günstigste Verhältnis $\frac{t}{l}$ der Teilung zur Schaufellänge niedrig. Es entstehen zwischen den Schaufeln eigentliche Zellen, s. Abb. 81, in denen auch die in der Mitte zwischen den Schaufeln fließenden Wasserteilchen noch ziemlich genau in der Richtung der letzten Schaufelelemente, also unter dem Winkel β_2 austreten. Diagramm- und Schaufelwinkel können gleich oder angenähert gleich groß sein.

Erreichen nun die Umfangsgeschwindigkeiten und mit ihnen die Relativgeschwindigkeiten höhere und höhere Werte, so muß aus den oben erwähnten Gründen auch das Verhältnis $\frac{t}{l}$ größer und größer werden, wodurch jedoch die gute Führung der mittleren Wasserteilchen mehr und mehr verloren geht. s. Abb. 82. Sie neigen in der Mitte des Kanals dazu, unter kleineren Winkeln β_1 ein- und unter größeren Winkeln β_2 auszutreten, als im Diagramm vorgesehen. $c_{u0}—c_{u2}$ erreicht daher für solche Wasserteilchen ebenfalls nicht die gewünschte Größe; absolute Austrittsgeschwindigkeit und Austrittsverlust sind in Wirklichkeit größer als nach dem Diagramm. Um trotzdem die Mittelwerte wie $\frac{\int c_2^2\, dQ}{Q}$, genommen über die Teilung, in der gewünschten Größe zu erhalten, bleibt nichts übrig, als die Schaufelwinkel β_1' und β_2' gegenüber den Diagrammwinkeln β_1 und β_2 zu ändern. Anhaltspunkte dafür geben die Untersuchungen über Gitterströmungen[1].

Es darf vielleicht an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß ein wesentlicher Unterschied zwischen der Anwendung theoretischer Strömungsuntersuchungen auf Tragflächen und Propeller einerseits, und auf die Laufradströmung bei Turbinen andererseits besteht. Bei den erstgenannten Aufgaben handelt es sich darum, aus der Strömungsform den Auftrieb bzw. den Axialschub zu bestimmen; ob zwischen den Trag- oder Propellerflächen Flüssigkeitsteilchen durchgehen, die nicht oder nur wenig abgelenkt werden, ist gleichgültig, solange nur das Verhältnis Auftriebs- zu Widerstands- oder Umfangskraft möglichst groß ist. Der Wert dieses Verhältnisses, eine Art Gütegrad, kann ein hoher sein, auch wenn erhebliche Flüssigkeitsmengen nicht oder nur wenig abgelenkt zwischen den Schaufeln durchgehen. Ganz anders bei der Turbine, bei der der gesamte Austrittsverlust davon abhängt, daß c_2^2 für kein, oder doch nur für wenige Wasserteilchen gewisse Grenzen überschreitet, bei der also möglichst alle Flüssigkeitsteilchen gleich abgelenkt werden sollten. Während ein Propeller mit nur zwei sehr schmalen Flügeln von bestmöglicher Wirkung sein kann, würde ein Turbinenrad gleicher Ausführung einen von Null nicht stark verschiedenen Wirkungsgrad haben. Der Umstand, daß dieser Unterschied hie und da übersehen worden ist, hat mehr

[1] Siehe u. a. König, Potentialströmung durch Gitter. Zeitschr. f. angew. Mathematik und Mechanik 1922; Christiani, Experimentelle Untersuchung eines Tragflügelprofils bei Gitteranordnung, Luftfahrtforschung 1928, Heft 4; Schilhanst, Beitrag zur Berechnung axialer Schnelläufer, Wasserkraft und Wasserwirtschaft 1929, S. 85.

als einen Mißerfolg in der Übertragung der Tragflügeltheorie auf Turbinenräder auf dem Gewissen. Trotzdem haben diese Arbeiten, wie überhaupt die neuzeitlichen Forschungen über Flüssigkeitsströmungen die Entwicklungen der raschlaufenden Turbinen weitgehend befruchtet. Ich begnüge mich, auf einige der in Betracht kommenden Veröffentlichungen[1] hinzuweisen.

Zur Gewinnung der nötigen Anhaltspunkte über die Formgebung der Schaufel werde nun im weiteren ein Weg eingeschlagen, der insofern von dem üblichen, in den oben erwähnten Arbeiten eingehaltenen abweicht, als er von der verhältnismäßig engen Schaufelung auf diejenige großer Teilung führen soll, anstatt zunächst eine Schaufel im unendlich breiten Strom zu betrachten, von da auf das weit gestellte Gitter und von diesem auf die normale Schaufelung überzugehen. Hierzu sind zunächst einige bisher noch nicht gebrauchte Begriffe einzuführen und zu erläutern.

§ 33. Die mittlere Schaufelbelastung.

Abb. 83 und 84 stellen den Axial- und den abgewickelten Meridianschnitt einer Schaufelung dar. Wir betrachten ein elementares Stück des Schaufelkanales, im Axialschnitt begrenzt durch zwei unendlich benachbarte Stromlinien und zwei dazu senkrechte Trajektorien. An der zu betrachtenden Stelle sei der Abstand der ersteren db, derjenige der letzteren dl_m (l_m = meridiane Länge der Stromlinie zwischen Ein- und Austritt). Herrscht auf einer in der Kanalmitte verlaufenden Stromlinie an einem Punkt ein Druck p, so müssen die Drücke an den auf demselben Parallelkreis liegenden Elementen der Schaufelflächen verschieden sein, falls die betrachtete Stelle etwas zur Leistung des Rades beitragen soll. Wir bezeichnen den Druck auf der Vorderfläche der Schaufel mit p', den auf der Rückenfläche mit p'' und behalten die Indices sinngemäß auch für andere Größen bei. Der Arbeit liefernde Druckunterschied auf den beiden Schaufelseiten ist dann

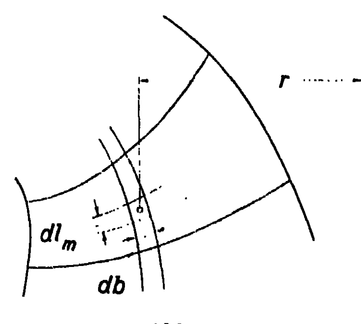


Abb. 83.

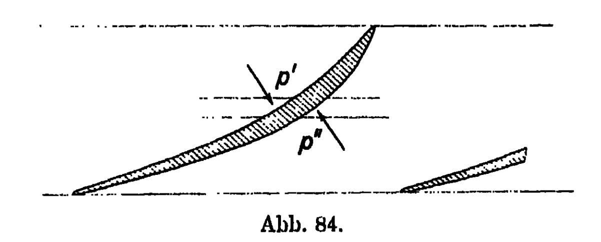


Abb. 84.

$$\Delta p = p' - p'',$$

[1] Siehe Grammel, Die hydrodynamischen Grundlagen des Fluges, 1917; Prandtl, Die neueren Fortschritte der flugtechnischen Strömungslehre, Z. V. D. I. 1921; Thoma, Die neuere Entwicklung der Wasserturbinen, Z.V.D.I. 1921; Bauersfeld, Die Grundlagen zur Berechnung schnellaufender Kreiselräder, Z.V.D.I. 1922, Nr. 19 und 21; Pfleiderer, Die Kreiselpumpen, Berlin, Springer 1924; Hydraulische Probleme, V.D.I.-Verlag. Weitere Literaturangaben finden sich in den genannten Arbeiten.

das von einem Flüssigkeitsring vom Querschnitt $db \cdot dl_m$ ausgeübte Drehmoment, wenn mit z_2 die Zahl der Laufradschaufeln bezeichnet wird:

$$d^2 M = db \cdot dl_m \cdot \Delta p \cdot z_2 \cdot r.$$

Anderseits ist, wie aus der Herleitung der Turbinenhauptgleichung bekannt,

$$d^2 M = -\frac{\gamma}{g} dQ\, d(r \cdot C_u) = -\frac{\gamma}{g} 2\pi r\, db\, C_m\, d(r \cdot C_u).$$

Nach Gleichsetzen der beiden Ausdrücke von $d^2 M$ ergibt sich

$$\Delta p = -\frac{\gamma}{g} \cdot \frac{2\pi r}{z_2 \cdot r} C_m \cdot \frac{d(r \cdot C_u)}{d l_m}.$$

Multipliziert man auf der rechten Seite Zähler und Nenner mit der Winkelgeschwindigkeit ω und führt die spezifischen Geschwindigkeiten ein, so ergibt sich, da $\frac{2\pi r}{z_2} = t$ ist:

$$\Delta p = -\frac{t}{u} c_m \gamma H \cdot 2 \frac{d(u \cdot c_u)}{d l_m}.$$

Diese Gleichung enthält schon eine kleine Vernachlässigung insofern, als $u c_u$ an Punkten eines Parallelkreises im allgemeinen nicht ganz gleich, $d(u \cdot c_u)$ also nicht nur von der Lage auf der Stromlinie abhängig ist; doch reicht die gemachte Annahme aus, um den Mittelwert von Δp längs der Stromlinien auf der Schaufel ausreichend genau zu erhalten. Dieser ist:

$$\overline{\Delta p} = \frac{\int \Delta p\, d l_m}{l_m}$$

$$\overline{\Delta p} = -\frac{t}{u\, l_m} \gamma H 2 \int c_m\, d(u \cdot c_u).$$

Da t und u auf dem gleichen Radius zu messen sind, ist ihr Verhältnis für einen gegebenen Schaufelschnitt konstant. Auch c_m ändert sich in der Regel beim Durchfluß durch das Rad nicht erheblich, so daß, ohne großen Fehler zu begehen, sein Mittelwert in die obige Gleichung eingesetzt und dieser vor das Integralzeichen gesetzt werden darf[1]. Es wird dann

$$\overline{\Delta p} = +\frac{t}{u} \frac{c_m}{l_m} \gamma H \cdot 2 \cdot (u_1 c_{u0} - u_2 c_{u2}).$$

$(u_1 c_{u0} - u_2 c_{u2})$ ist, genau genommen, der Mittelwert dieses Ausdruckes auf einer Stromfläche. Da

$$2(u_1 c_{u0} - u_2 c_{u2}) = \eta_h$$

ist, so wird

$$(63) \quad \begin{cases} \overline{\Delta p} = \eta_h \frac{t}{u} \frac{c_m}{l_m} \gamma H \\ \varepsilon = \frac{\overline{\Delta p}}{\gamma H} = \eta_h \frac{t}{u} \frac{c_m}{l_m}, \end{cases}$$

wo nun ε das Verhältnis des mittleren Schaufeldruckes zum Gefällsdruck, die mittlere Schaufelbelastung, bezeichnet.

---

[1] Ändert sich c_m erheblich, jedoch als lineare Funktion der auf dem Meridian gemessenen Entfernung von 0 ab, so darf in Gleichung 68 gleichwohl c_m durch $\frac{c_{m0} + c}{2}$ ersetzt werden.

Da, wie schon erwähnt, $\frac{t}{u}$ eine Konstante ist, kann sie z. B. mit den Werten auf der äußeren Stromlinie (Index e) geschrieben werden:

(63a) $$\varepsilon = \eta_h \frac{t_e}{u_e} \frac{c_m}{l_m}.$$

Bei normalem Gang der Turbine sind η_h und c_m für die verschiedenen Stromschichten ungefähr gleich. Die mittlere Belastung[1] auf verschiedenen Stromlinien einer Schaufel ändert sich dann umgekehrt proportional der Höhe l_m; sie kann also z. B. bei Rädern von hohem n_s innen, wo eine Verringerung der Schaufelfläche nicht so notwendig ist, wie auf den äußeren, mit großer Umfangsgeschwindigkeit laufenden Teilen, durch Vergrößerung der Schaufelhöhe leicht auf ein zulässiges Maß herabgedrückt werden.

Wird das Leitrad von der Öffnung, die am Austritt des Laufrades ungefähr gleiches c_m ergibt, weiter geöffnet, so steigt, wie schon früher festgestellt, c_{m_2} innen viel rascher an als außen, c_{m_0} außen rascher als innen; die mittlere Schaufelbelastung wächst, wie Gleichung 63 zeigt, in gleichem Sinn; die später angegebenen Nachteile großer Schaufelbelastung sind also bei größter Leitradöffnung am Austritt innen, am Eintritt außen am größten.

Bei Kaplan- und Propellerturbinen kann $\frac{t}{l_m}$ gleich oder sogar größer als $\frac{u}{c_m}$ werden, woraus folgt, daß in solchen Fällen

$$\overline{\Delta p} \sim \eta_h \gamma H,$$

also der m i t t l e r e Druckunterschied zwischen Vorder- und Rückschaufel schon angenähert dem ganzen Gefällsdruck gleich wird; dies lediglich zur Kennzeichnung der G r ö ß e n o r d n u n g, die der Wert $\overline{\Delta p}$ annehmen kann.

Oft bietet eine andere bei rein oder angenähert axialem Durchfluß anwendbare Form der Gleichung 63 eine noch etwas bequemere Übersicht über die Druckverhältnisse an der Schaufel. Durch Einführen von l_u, der Schaufellänge in der Richtung des Umfanges erhält man

$$\varepsilon = \eta_h \frac{t}{u \cdot l_u} \cdot \frac{c_m l_u}{l_m}.$$

$\frac{l_u}{l_m}$ ist angenähert gleich der Cotangente des mittleren Schaufelwinkels $\beta_\infty \sim \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}$; man erhält bei Vergleich des Diagrammes (Abb. 80) ($c_{u_2} = 0$) mit der Schaufelung (Abb. 82) ohne weiteres

$$\frac{l_u}{l_m} = \frac{u_1 - \frac{c_{u_0}}{2}}{c_m},$$

$$c_m \frac{l_u}{l_m} = u_1 - \frac{c_{u_0}}{2}.$$

Für den Fall $c_{u_2} = 0$ ist
$$c_{u_0} = \frac{\eta h}{2 u_1},$$

also
$$c_m \frac{l_u}{l_m} = u_1 - \frac{\eta h}{4 u_1} = u_1 \left(1 - \frac{\eta h}{4 u_1^2}\right);$$

(63b) $$\left.\begin{aligned} u_1 = u_2 = u \\ c_{u_2} = 0 \end{aligned}\right\} \qquad \varepsilon \cong \eta_h \frac{t}{l_u} \left(1 - \frac{\eta h}{4 u^2}\right).$$

[1] Der Begriff ist meines Wissens zuerst von W a g e n b a c h eingeführt und zur Bestimmung günstiger Schaufelformen benützt worden (s. Hydraulische Probleme).

Gleichung 63 ergibt in erster Linie einen Näherungswert für schwach gebogene Schaufeln und nicht zu weite Teilung, für andere ist die Ungenauigkeit des obigen Ausdruckes für $\frac{l_u}{l_m}$ zu groß.

§ 34. Die Zirkulation um die Schaufel.

Der Gesamtdruck auf die Schaufel kann unter vereinfachenden Annahmen auch auf etwas andere Weise als nach Gleichung 63 und 63b ausgedrückt werden.

Es bedeuten p' und p'' wieder die Drücke an einem Punkt der Vorderschaufel, bzw. an dem in der Richtung von u gegenüberliegenden Punkt der Rückschaufel.

Soweit Potentialströmung, also auch die Gültigkeit der Bernoullischen Gleichung quer zu den Stromlinien, vorausgesetzt werden darf, ist unter Annahme axialen Durchflusses:

$$p' - p'' = \gamma\left(\frac{W''^2}{2g} - \frac{W'^2}{2g}\right)$$
$$= \gamma H (w''^2 - w'^2)$$
$$\frac{p' - p''}{\gamma H} = w''^2 - w'^2 = (w'' + w')(w'' - w').$$

Ist $\overline{w}$ an einer Stelle das Mittel der spezifischen Relativgeschwindigkeiten auf der Vorder- und Rückseite der Schaufel, so ist

$$\frac{p' - p''}{\gamma H} = 2\overline{w}(w'' - w').$$

Der mittlere Druckunterschied auf einem Streifen von der meridianen Höhe l_m ist nun:

$$\overline{\Delta p} = \frac{\int (p' - p'')\, d\, l_m}{l_m},$$

also
$$\varepsilon = \frac{\overline{\Delta p}}{\gamma H} = \frac{\int 2\overline{w}(w'' - w')\, d\, l_m}{l_m}.$$

Ferner kann für schwach gekrümmte Schaufeln gesetzt werden:

$$\frac{\overline{w}}{c_m} = \frac{d\,l}{d\,l_m}, \qquad \overline{w}\, d\,l_m = c_m\, d\,l;$$

da c_m bei der betrachteten Turbine als konstant angesehen werden darf, gilt:

$$\varepsilon = \frac{\overline{\Delta p}}{\gamma H} = \frac{2\,c_m}{l_m} \int (w'' - w')\, d\,l.$$

Das Integral ist zwischen Ein- und Austrittskante zu nehmen, es kann aber auch in der Form des um die ganze Schaufel herumgeführten Randintegrals

$$\int (w'' - w')\, d\,l = \oint w\, d\,l$$

geschrieben werden. Man pflegt nun das entsprechende Integral der wirklichen (nicht spezifischen) Geschwindigkeit als die Zirkulation um die Schaufel zu definieren; sie sei mit Γ bezeichnet:

(64)
$$\Gamma = \oint W\, d\,l = \sqrt{2\,g\,H} \oint w\, d\,l.$$

Darnach wird:

(65)
$$\varepsilon = \frac{\overline{\Delta p}}{\gamma H} = \frac{2\,c_m}{l_m}\,\frac{\Gamma}{\sqrt{2\,g\,H}}; \qquad \overline{\Delta p} = \frac{\gamma}{g}\,\frac{c_m}{l_m}\,\Gamma\sqrt{2\,g\,H}$$

oder unter Beachtung der Gleichung 63:

(64 a) (Axialturbine) $$\Gamma = \frac{\varepsilon\, l_m}{2\, c_m} \sqrt{2\, g\, H} = \frac{\eta_h}{2} \frac{t}{u} \sqrt{2\, g\, H} = (c_{u0} - c_{u2})\, t \sqrt{2\, gH},$$

oder, da $t = \frac{2\,\pi\, r}{z_2}$

$$\Gamma = (c_{u0} - c_{u2}) \sqrt{2\, g\, H} \cdot \frac{2\,\pi\, r}{z_2}.$$

In den obigen Gleichungen sind c_{u0} und c_{u2} auf den betreffenden Parallelkreisen je als konstant vorausgesetzt; es kann daher

$$c_u \sqrt{2\, g\, H} \cdot 2\,\pi\, r = C_u \cdot 2\,\pi\, r = \int_0^{2\pi} C_u\, (r\, d\, \varphi)$$

als Zirkulation um die Drehachse angesprochen werden; die Zirkulation um die einzelne Schaufel ist also

(66) $$\Gamma = \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{z_2},$$

wo Γ_1 und Γ_2 die Zirkulation um die Achse am Eintritt bzw. Austritt einer Stromlinie bezeichnen[1].

Wie man sieht, ist es sehr leicht, die Zirkulation Γ um die Schaufel und den Mittelwert $\overline{\Delta p}$ des Druckunterschiedes zwischen den beiden Schaufelseiten, sowie dessen Verhältnis zum ganzen Gefällsdruck $\frac{\overline{\Delta p}}{\gamma H}$ unter gewissen vereinfachenden Annahmen zu bestimmen. Eigentlich sollte der Druck an irgend einer Stelle der Schaufel berechnet werden können, was jedoch für ein Schaufelgitter von gegebener, allgemeiner Form noch nicht einwandfrei gelungen ist.

§ 35. Der Druck am Eintritts- und am Austrittsende der Schaufel.

Selbst wenn die Berechnungsverfahren noch vervollkommnet werden, bleibt die Nachprüfung durch den Versuch und die Bestimmung gewisser Beiwerte durch denselben unentbehrlich, denn die für die mathematische Behandlung unerläßlichen Vereinfachungen ergeben notwendigerweise ein mit der Wirklichkeit nicht genau übereinstimmendes Bild. Die nachstehenden Ausführungen stützen sich nun von vornherein auf die Feststellung des Druckverlaufs längs einer Schaufel und dessen experimentelle Bestimmung.

Wir schreiben den Druckunterschied zwischen einem Punkt auf der Schaufel und dem Mittelwert des Druckes genommen über die Teilung wie folgt an:

(67) $$\left\{\begin{array}{l} \Delta p' = p' - p = k' \overline{(p' - p'')} = k' \overline{\Delta p} \\ \text{für die Vorderseite und} \\ \Delta p'' = p - p'' = k'' \overline{(p' - p'')} = k'' \overline{\Delta p} \end{array}\right.$$

für die Rückseite der Schaufel, wo $\overline{\Delta p}$ wieder den mittleren Druckunterschied bedeutet (Gl. 63).

Wenn auf der Vorderseite ein konstanter Überdruck numerisch **gleich** dem ebenfalls konstant gedachten Unterdruck an der Rückschaufel herrschte,

[1] Siehe auch D. Thoma, Neuere Anschauungen über die Hydrodynamik der Wasserturbine, in: Vorträge aus dem Gebiete der Hydro- und Aerodynamik (Innsbruck 1922). Springer, Berlin 1924.

beide vom Mittelwert an gerechnet, so wäre

$$p' - p = p - p'' = 0{,}5\ \overline{\Delta p} = 0{,}5\ \varepsilon\,\gamma\,H$$

und

$$k' = k'' = 0{,}5.$$

Die an Schaufeln und Tragflächenprofilen gemachten Versuche, wie auch die Druckberechnung, soweit sie sich an Profilen besonderer Form durchführen läßt, zeigen nun, daß, von dem durch das Diagramm gegebenen Wert an gerechnet, der Unterdruck auf dem Rücken den Überdruck auf der Vorderfläche erheblich übertrifft; k'' ist daher im allgemeinen größer als k'.

Auch längs der Schaufel ist weder $p' - p$ noch $p - p''$ konstant: die weitaus größere Veränderlichkeit weist wiederum $p - p''$, der Unterdruck am Schaufelrücken auf.

Die Veränderlichkeit hängt bei derselben Form und Größe der Schaufel von der Teilung, d. h. von der Anzahl der Schaufeln auf gegebenem Umfang ab, bei gleicher Teilung von der Form derart, daß an Stellen stärkerer Krümmung auch k größer ist als an schwächer gekrümmten Teilen. Abb. 85 zeigt die Druckverteilung an einem Tragflügelprofil[1]; das Ergebnis ist, übersetzt auf den Fall der Turbine, bei sehr (unendlich) großer Teilung gewonnen. Je kleiner die Teilung, je enger das Gitter gewählt wird, desto mehr gleichen sich die Drücke aus, desto kleiner wird der schroffe Druckabfall kurz nach der Spitze, desto kleiner wird demnach k_1''. Als Beispiel seien in Abb. 87 einige wenige aus der großen Zahl von Druckkurven für das Göttinger Profil Nr. 587 (Abb. 86) wiedergegeben[2]. Abb. 87a bezieht sich auf den einzelnen Flügel, Abb. 87b—87d zeigen die Druckverteilung an demselben nunmehr in ein »Gitter« eingeordneten Flügel. Der »Staffelungswinkel«, nach unserer Bezeichnung β_0, beträgt 29°, der »Anstellwinkel« nach der in der Tragflügelberechnung üblichen Bedeutung 4,2, 2,8 und 1,4°. Die Beiwerte k_1' und k_1'' stellen sich bei Anstellwinkeln 4,2° und 2,8° für die nachstehend angegebenen Werte des Verhältnisses Teilung t zu Schaufellänge l auf:

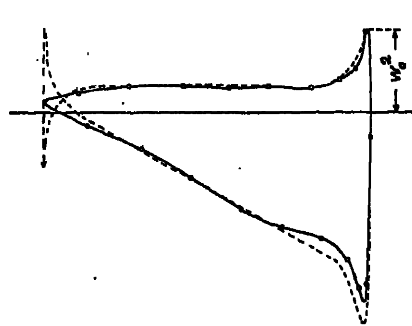


Abb. 85. Druckverteilung über einer Tragfläche; Überdrücke auf der Unterseite nach oben; Unterdrücke auf der Oberseite nach unten abgetragen.

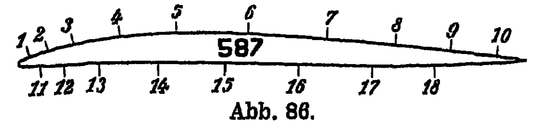


Abb. 86.

[1] Unter Benützung der von Betz erhaltenen Versuchsergebnisse gezeichnet, (siehe A. Betz, Untersuchung einer Joukowskyschen Fläche, Zeitschr. f. Flugtechn. 1915, S. 173); ferner C. Wieselsberger, Die wichtigsten Ergebnisse der Tragflügeltheorie und ihre Prüfung durch den Versuch, in: Vorträge aus dem Gebiete der Hydro- und Aerodynamik, (Innsbruck, 1922).

[2] Aus Prandtl und Betz, Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen, III. Lieferung 1927: 16. Untersuchungen über Druckverteilungen an gestaffelten Flügelgittern; s. ferner Ackeret, Das höchstzulässige Sauggefälle von Wasserturbinen, Schweiz. Bauzeitung vom 17. März 1928.

$\frac{t}{l} =$	∞		2		1		0,77	
$\alpha =$	4,2°	2,8°	4,2°	2,8°	4,2°	2,8°	4,2°	2,8°
$k_1' =$	0,46	0,22	0,16	−0,18	0,065	−0,24	−0,12	−0,15
$k_1'' =$	1,37	0,78	1,12	0,76	0,78	0,74	0,86?	0,7

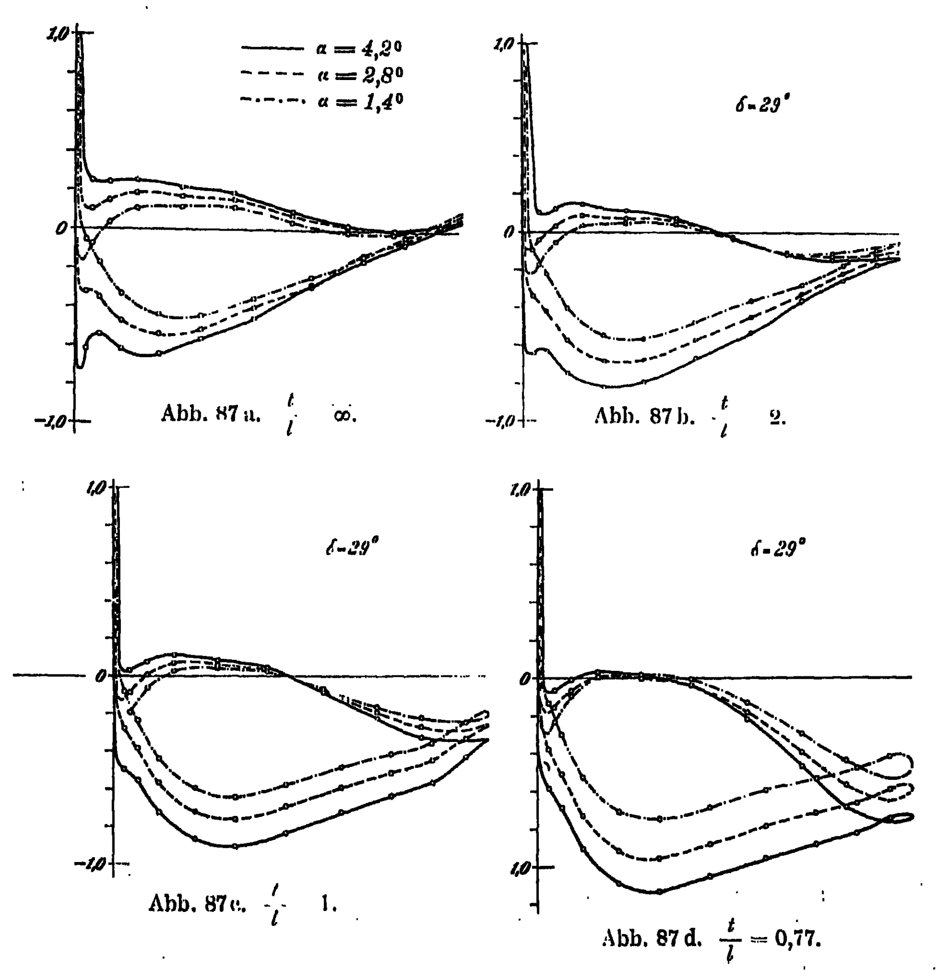


Abb. 87 a. $\frac{t}{l}$ = ∞.

Abb. 87 b. $\frac{t}{l}$ = 2.

Abb. 87 c. $\frac{t}{l}$ = 1.

Abb. 87 d. $\frac{t}{l}$ = 0,77.

In den Abb. 87 ist als Einheit für den Druck der Staudruck ($\gamma \frac{W_0^2}{2g} = \gamma w_0^2 H$ nach der im Turbinenbau üblichen Beziehungsweise) gewählt; dadurch erscheint der Inhalt der von der Druckkurve umschlossenen Fläche und damit der mittlere Druck bei engen Teilungen groß gegenüber dem bei weitem Schaufelabstand. Für den Turbineningenieur wäre die Bezugseinheit $\frac{p}{\gamma H} + \frac{w_0^2}{2g}$ (p = Druckdifferenz vor und hinter dem Gitter) bequemer. Die Druckverhältnisse ändern sich mit dem Anstellwinkel; die Versuchskurven geben auch hierüber Auskunft, ebenso über den Druck an beliebigen Punkten der Schaufel.

Eine etwas andere als die in Abb. 87 gezeigte Darstellung von Göttinger Versuchen hat Englesson veröffentlicht[1] (Abb. 88). Dort sind die Drücke senkrecht zum Linienelement des Profils aufgetragen und zwar auf der Vorderseite der Schaufel die Überdrücke, auf der Rückseite die Unterdrücke, bezogen auf den Staudruck. Auch hier wird die Veränderlichkeit von k_1' und k_1'' mit dem Anstellwinkel recht deutlich.

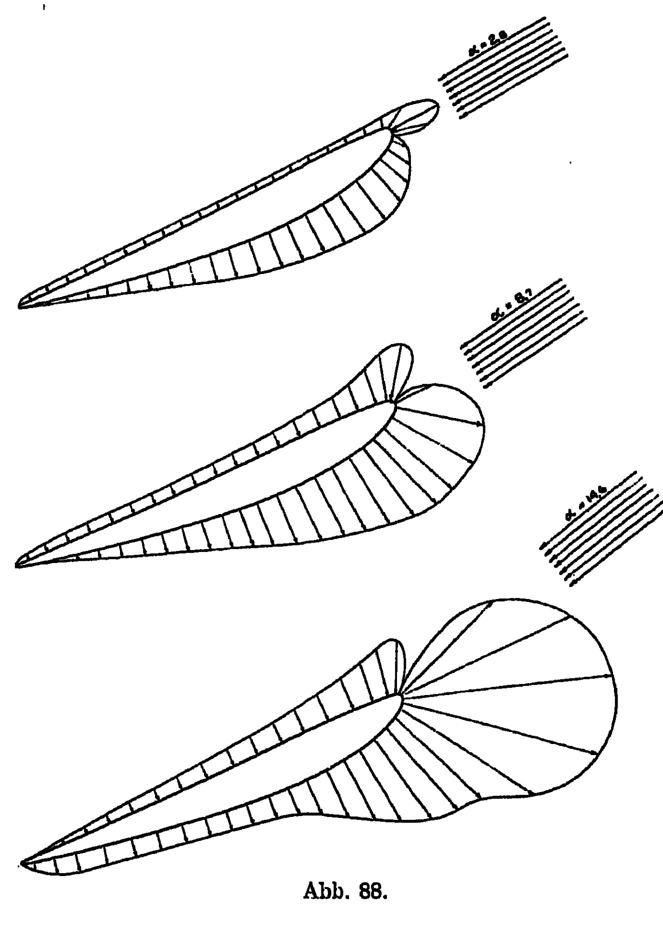


Abb. 88.

Man sieht an Hand der Kurven Abb. 87a—d leicht ein, in welchem Sinn das Profil abzuändern wäre, um die Druckkurve in irgend einer Richtung zu beeinflussen. Wünscht man z. B. den Druck an einer Stelle der Rückschaufel zu vergrößern, so hat man das Profil nur so abzuändern, daß an der in Betracht kommenden Stelle der Krümmungsradius größer wird. Anderseits erkennt man, daß die Form der Druckkurven vom Anströmwinkel, also vom Diagrammwinkel β_0 abhängt, daß man also nur für einen Betriebszustand der Turbine eine Druckkurve bestimmter Eigenschaft erhalten kann, eine Erkenntnis, die übrigens auf der Hand liegt.

Angesichts dieser Sachlage wiegt eine gewisse Unsicherheit in der Wahl der Werte k für den Entwurf der Schaufel nicht allzu schwer; denn einmal dienen sie, wie wir sehen werden, nur zur Feststellung einer Korrekturgröße und sodann ändern sie sich bei der geringsten Abweichung der Drehzahl, des Gefälles usw., wenn auch in nicht allzu weiten Grenzen.

§ 36. Die Schaufelwinkel am Eintritt.

Wie aus dem vorherigen Abschnitt hervorgeht, wechselt an der Schaufelspitze der Druck so rasch, daß fast von einer Diskontinuität gesprochen

[1] Englesson, Kaplanturbin eller Propellerturbin? Teknisk Tidskrift 1925, Heft 33.

werden kann und unmittelbar nach der Abrundung der Kante die Werte

$$p_1' - p_1 \text{ und } p_1 - p_1''$$

erheblich von 0 abweichen. Damit ist gesagt, daß schon am Eintritt mit einer Verschiedenheit der Relativgeschwindigkeiten w_1' an der Vorder- und w_1'' an der Rückseite der Schaufel zu rechnen ist. Die Größe der beiden soll nun bestimmt, deren Richtung möglichst günstig gewählt werden.

Nach früherem ist

$$\frac{p_1 - p_2}{\gamma H} = c_g^2 = c_i^2 - c_0^2,$$

demnach auch

$$\frac{p_1' - p_2}{\gamma H} = c_g'^2 = c_i^2 - c_0'^2$$

und durch Subtraktion (auch durch unmittelbare Anwendung der Bernoullischen Gleichung auf die Potentialströmung erhältlich):

$$c_0'^2 = c_0^2 - \frac{p_1' - p_1}{\gamma H}$$

$$c_0''^2 = c_0^2 + \frac{p_1 - p_1''}{\gamma H}.$$

$\frac{p_1' - p_1}{\gamma H}$ und $\frac{p_1 - p_1''}{\gamma H}$ lassen sich nach Gl. 67 durch $\overline{\Delta p}$ und dieses nach Gl. 63 durch ε ausdrücken; man erhält:

$$\text{(68)} \quad \left\{ \begin{aligned} c_0'^2 &= c_0^2 - k_1' \varepsilon = c_0^2 - k_1' \cdot \eta_h \frac{c_m}{u} \frac{t}{l_m} \\ c_0''^2 &= c_0^2 + k_1'' \varepsilon = c_0^2 + k_1'' \cdot \eta_h \frac{c_m}{u} \frac{t}{l_m} \end{aligned} \right.$$

und mit Gleichung 64 a:

$$\text{(68 a)} \quad \left\{ \begin{aligned} c_0'^2 &= c_0^2 - 2 k_1' \frac{c_m}{l_m} \frac{\Gamma}{\sqrt{2 g H}} \\ c_0''^2 &= c_0^2 + 2 k_1'' \frac{c_m}{l_m} \frac{\Gamma}{\sqrt{2 g H}} \end{aligned} \right.$$

Nach diesen Gleichungen kann die Größe von c_0' und c_0'' analytisch oder graphisch ermittelt werden. Die Richtung von w_1' und w_1'' für günstigsten Eintritt (ohne Stoß) wird dann wie folgt erhalten:

Es ist augenscheinlich am besten, sowohl hinsichtlich der Eintritts- als auch der Austrittsverhältnisse, wenn die Wasserteilchen auf ein und demselben Parallelkreis alle mit gleichem Drall ins Laufrad eintreten, d. h. auf Vorder- und Rückseite der Schaufel so, daß für beide Punkte die gleiche Eintrittsvertikale gilt. Hierdurch sind die beiden Eintrittspunkte und damit w_1', w_1'', β_1' und β'' für die beiden Schaufelseiten schon bestimmt. Abb. 89 zeigt das Ergebnis für ein Diagramm mit:

$$u_{1_a} = 2 \qquad u_{1_i} = 0{,}8$$

$$\frac{t_a}{l_{m_a}} = 3{,}8 \qquad \frac{t_i}{l_{m_i}} = 1{,}25$$

$c_m = 0{,}5$	$c_g^2 = 0{,}8 \cdot c_{m_2}^2 = 0{,}2$; $c_{u2(a)} = 0$
$\eta_h = 0{,}88$	$c_{u0(a)} = 0{,}22$; $c_{u0(i)} = 0{,}55$
$k_1' = 0{,}15$	$c_i^2 = 0{,}92 + 0{,}20 = 1{,}12$
$k_1'' = 0{,}8$	$c_i = 1{,}06.$

Die maßgebenden Größen erhalten dabei für die Stromlinie e folgende Werte:

$$\beta_1 = 23^0,\quad \beta_1' = 18^0\,40',\quad \beta_1'' = 35^0\,30'.$$

Selbst wenn man den Winkel β_1' an der Vorderseite der Schaufel so ausführte, wie er sich ergibt, wäre der Mittelwert $\frac{\beta_1'' - \beta_1'}{2}$ größer als β_1 im Diagramm (Winkelübertreibung). Rundet man die Schaufel auch auf der Vorderseite ab, so daß eine zur Mittellinie symmetrische Form entsteht, so wird die Neigung nach der Abrundung auf der Vorderseite noch etwas größer als sie durch die obige Beziehung gegeben ist, dies aus folgendem Grunde:

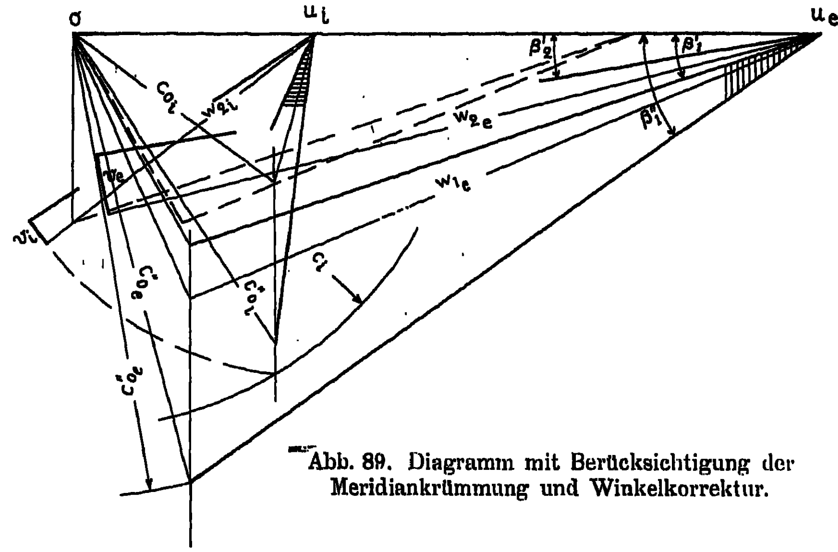


Abb. 89. Diagramm mit Berücksichtigung der Meridiankrümmung und Winkelkorrektur.

Man erhält, wie u. A. Föttinger[1] gezeigt hat, Abrundungen, wie sie die Versuche als gut ausgewiesen haben, wenn man die vor der Schaufel ankommende Parallelströmung durch die eines rechteckigen oder trapezförmigen Quellenbandes gestört denkt und die Grenzstromlinie als Schaufelbegrenzung ausführt. In Übereinstimmung mit Versuchen zeigt sich dann, daß gleich nach der Zone größeren Staudruckes an der Spitze ein Gebiet mit Unterdruck und dafür erhöhter Geschwindigkeit folgt, ähnlich wie dies auf der ganzen Länge der Rückschaufel festgestellt worden ist. Die Folgen der Abrundung an der Spitze sind natürlich die gleichen, wie für die Rückschaufel schon festgestellt: Erhöhung des Winkels β', also Vergrößerung der Neigung. Man darf also (s. Abb. 95) an der Vorderfläche, mit dem Winkel β_1' beginnend, die Spitze durch eine sanfte Abrundung bilden und so die Neigung der Vorderfläche zunächst von β_1' bis etwa zum Wert β_1 steigern; von dem entsprechenden Punkt an kann dann die normale Krümmung der Fläche beginnen, die den Winkel β_1 schließlich in den Austrittswinkel β_2' überführt. Die sog. »Winkelübertreibung« am Eintritt wird durch die geschilderte Abrundung noch etwas größer als oben schon festgestellt.

[1] Siehe: Hydraulische Probleme. Während der Drucklegung sind weitere Untersuchungen über diesen Punkt veröffentlicht worden; s. z. B. H. Pötter, Über den Einfluß der Ausbildung des Kopfes von Schaufelprofilen bei Kreiselrädern auf die Kavitation. Zeitschr. f. angew. Math. und Mech., April 1929.

Wie die vorstehende Untersuchung zeigt, sind für **große** u die Winkel β_1' und β_1'' an Vorder- und Rückschaufel verschieden zu wählen. Dieser Forderung kann mit dünnen Schaufeln von gleichmäßiger Dicke (Blechschaufeln) nicht entsprochen werden; es sind daher, wo sich β_1' und β_1'' verschieden groß ergeben, nach der Ausdrucksweise von Prášil **geformte Schaufeln** günstiger.

Ist jedoch der Winkel β_0 der vor dem Laufrad ankommenden Strömung ein rechter, steht also w_0 senkrecht auf u_1 ($u_1 \sim 0{,}65$), so werden β_1' und β_1'' gleich groß und gleich β_1, für stoßfreien Eintritt also gleich $\beta_0 = 90^0$; die »Winkelübertreibung« ist damit gleich 0. Dieses Ergebnis stimmt mit der praktischen Erfahrung überein, wonach gerade für diesen Sonderfall und natürlich auch für nicht zu weit davon abgelegene Verhältnisse mit Blechschaufeln ohne Winkelübertreibung die besten Wirkungsgrade erreicht werden.

In der Tragflügeltheorie wird die Winkelübertreibung am Eintritt nach folgendem Gedankengang bestimmt[1]:

Man ersetzt die Reihe der Schaufeln durch eine solche von Potentialwirbeln gleicher Zirkulation, angebracht in den Angriffspunkten der Gesamtkraft (Auftrieb) an jeder Schaufel. Durch die Wirbel werden in einer Entfernung x von der Achse Störungsgeschwindigkeiten erzeugt, die an der Schaufelspitze angenähert senkrecht zu w_1 gerichtet sind und den Wert:

$$V_1 = \frac{\Gamma}{2\,t\,\mathfrak{Tg}\left(\frac{x\pi}{t}\right)}$$

haben, also die entsprechende spezifische Größe

$$v_1 = \frac{V_1}{\sqrt{2gH}} = \frac{\Gamma}{\sqrt{2gH}} \cdot \frac{1}{2\,t\,\mathfrak{Tg}\left(\frac{x\pi}{t}\right)},$$

$$v_1 = \frac{\eta_h\,t}{2\,u \cdot 2\,t\,\mathfrak{Tg}\left(\frac{x\pi}{t}\right)} = \frac{\eta_h}{4\,u\,\mathfrak{Tg}\left(\frac{x\pi}{t}\right)}. \tag{69}$$

Für die Spitze liegt x gewöhnlich zwischen $\frac{1}{2}$ und $\frac{1}{3}$ der ganzen Schaufellänge, $\frac{x}{t}$ etwa zwischen $\frac{1}{2}$ und $\frac{1}{4}$, also $Tg\left(\frac{x\pi}{t}\right)$ zwischen 0,92 und 0,66.

Für große u, für die übrigens diese Entwicklung allein aufgestellt wurde, ergeben sich ähnliche Endwerte, wie die mittels der Gleichung 68a gefundenen, für kleine, ja schon für mittelgroße Werte von u ist das Verfahren nach Gleichung 69 nicht mehr brauchbar; z. B. würde sich für eine normale Schaufel von $u_1 = 0{,}65$, $\beta_1 = 90^0$ etwa ergeben:

$$v_1 \sim 0{,}35,$$

was bei $c_m \sim 0{,}25$ einer Winkelübertreibung von mehr als 45^0 gleichkäme, während, wie schon oben angeführt, die vielen Versuche mit Turbinen von $u_1 \sim 0{,}65$ erkennen lassen, daß bei diesen die Ausbildung des Schaufelwinkels nach dem Diagrammwinkel β_0 am günstigsten wirkt in Übereinstimmung mit dem früher gefundenen Rechnungsergebnis (Gl. 68).

---

[1] „Hütte", 25. Aufl., Abschnitt über Tragflügel und Flügelräder, bearbeitet von Dr. A. Betz.

§ 37. Die Schaufelwinkel am Austritt.

Auch am Radaustritt wird der Schaufelwinkel etwas verschieden von dem im Diagramm gegebenen ausgeführt werden müssen. Über- und Unterdruck sind zwar am Schaufelende bis auf einen kleinen Bruchteil von $\overline{\Delta p}$ verschwunden, sofern wenigstens das letzte Stück der Schaufel nicht allzu stark gekrümmt wird. Der kleine Unterschied zwischen w_2' an der Vorder- und w_2'' an der Rückschaufel würden eine Abweichung vom mittleren Winkel β_2 des Diagramms kaum rechtfertigen, dafür ist aber bei Schaufelungen großer Teilung an den Schaufelspitzen die Richtung von w_2 erheblich verschieden von derjenigen an Punkten zwischen zwei aufeinanderfolgenden Schaufeln.

Denken wir uns die Laufradschaufeln weiter und weiter voneinander entfernt, bis sie schließlich unendlich weit voneinander abstehen, so wird das Wasser, gezwungen durch das Leitschaufelgitter, unabhängig von der Zahl der Laufschaufeln stets in gleicher Richtung austreten. Die Geschwindigkeit, mit der das Wasser vor dem Laufrad ankommt, wird also ihre Richtung beibehalten; allein der Betrag der Geschwindigkeit wird sich mehr und mehr erhöhen, bis bei unendlich weiter Teilung die Summe aller Widerstände und der nicht zurückgewonnenen kinetischen Energie gerade das ganze Gefälle ausmacht. Ist, was bei den hier in Betracht kommenden Rädern zutrifft, der Querschnitt F'_m senkrecht zu c_m am Laufradeintritt am kleinsten, so erreicht die dortige Geschwindigkeit c_x bei unendlich weiter Teilung, also freiem Durchfluß, nach obiger Bemerkung einen Wert, der aus der folgenden Gleichung erhalten wird:

$$c_w^2\left(\frac{c_x}{c_0}\right)^2 + (1 - k_m)\, c_{m0}^2\left(\frac{c_x}{c_0}\right)^2 + (1 - k_u)\, c_{u0}^2\left(\frac{c_x}{c_0}\right)^2 = 1.$$

Hier ist vorausgesetzt, daß die Koeffizienten des Rückgewinnes, k_m und k_u, die gleichen sind wie bei der normalen Wassermenge.

Der Betrag der Widerstände, bei den normalen Geschwindigkeiten c_w^2, muß infolge der Erhöhung des Durchflusses zu $c_w^2\left(\frac{c_x}{c_0}\right)^2$ angenommen werden; er ist gewöhnlich so gering, daß er gegenüber den andern Gliedern häufig vernachlässigt werden darf. Es wird nun:

$$c_x^2\left[\left(\frac{c_w}{c_0}\right)^2 + \left(\frac{c_{m0}}{c_0}\right)^2 + \left(\frac{c_{u0}}{c_0}\right)^2 - k_m\left(\frac{c_{m0}}{c_0}\right)^2 - k_u\left(\frac{c_{u0}}{c_0}\right)^2\right] = 1$$

$$c_x^2\left[\left(1 + \frac{c_w^2}{c_0^2} - k_m\left(\frac{c_{m0}}{c_0}\right)^2 - k_u\left(\frac{c_{u0}}{c_0}\right)^2\right]\right] = 1$$

$$(70)\quad c_x^2 = \frac{1}{1 + \frac{c_w^2}{c_0^2} - k_m\left(\frac{c_{u0}}{c_0}\right)^2 - k_u\left(\frac{c_{m0}}{c_0}\right)^2} = \frac{1}{1 + \frac{c_w^2}{c_0^2} - k_m \sin^2\alpha_0 - k_u\cos^2\alpha_0};$$

k_u darf in der Regel gleich 0 angenommen werden.

Wie man leicht einsieht, ist c_x von der Größenordnung von c_t und darf häufig durch diesen Wert ersetzt werden.

Ist c_x die Wassergeschwindigkeit im Eintrittsquerschnitt des Laufrades, so verringert sich deren Meridiankomponente bis zum Austrittsquerschnitt auf

$$c_{m2\infty} = \frac{c_{m0}\, c_x}{c_0}\,\frac{c_{m2}}{c_{m0}},$$

die Umfangskomponente auf

$$c_{u2\infty} = \frac{c_x c_{u0}}{c_0} \cdot \frac{D_1}{D_2} = c_{u0} \frac{c_x}{c_0} \frac{u_1}{u_2}.$$

Aus Abb. 90 ist zu ersehen, daß der Vektor v_∞, der zu der Geschwindigkeit, die in der Mitte zwischen zwei unendlich weit voneinander entfernten Schaufeln herrscht, hinzugefügt werden muß, um diese Geschwindigkeit in diejenige längs der Schaufeln überzuführen, gleich ist:

$$v_\infty = \sqrt{\left(\frac{c_x}{c_0} c_{u0} \frac{u_1}{u_2} - c_{u2}\right)^2 + \left(\frac{c_x}{c_0} c_{m0} \frac{c_{m2}}{c_{m0}} - c_{m2}\right)^2}$$

(71) $$v_\infty = \sqrt{\left(\frac{c_x}{c_0} c_{u0} \frac{u_1}{u_2} - c_{u2}\right)^2 + \left(\frac{c_x}{c_0} - 1\right)^2 c_{m2}^2}.$$

Abb. 90. Veränderung des Diagrammes bei Verminderung der Schaufelzahl bis auf „0“.

Für den Sonderfall des rein axialen Rades und $c_{u2} = 0$ ergibt sich noch etwas einfacher

(71 a) $$\begin{array}{l} c_{u2} = 0 \\ c_{m2} = c_{m0} = c_m \\ u_2 = u_1 \end{array} \quad \Bigg| \quad v_\infty = \sqrt{c_x^2 - \left(2\frac{c_x}{c_0} - 1\right) c_m^2},$$

worin c_x nach Gleichung 70 oder, als erste Annäherung, mit dem Wert c_i einzusetzen ist.

In Wirklichkeit sind die Schaufeln nicht unendlich weit voneinander entfernt, die einer endlichen Teilung entsprechende größte Abweichung v ist kleiner als das eben berechnete v_∞. Das Verhältnis

$$\frac{v}{v_\infty} = \psi$$

hängt von verschiedenen Einflüssen ab. Bei sehr (unendlich) enggestellten Schaufeln ist es gleich 0, da alle Teilchen in der Richtung der Schaufeln strömen; es wächst bei Erweiterung der Teilung zuerst nur sehr langsam an und erreicht erst bei unendlich großer Teilung asymptotisch den Wert 1, seine erste Ableitung ist daher sowohl für $t = 0$ wie für $t = \infty$ gleich 0. Am größten

wird die Veränderung von ψ in der Nähe etwa der Teilung werden, bei der geometrisch gerade keine »Kanäle« mehr zwischen den Schaufeln bestehen, bei der also die Normale zu den Stromlinien, gezogen von der Eintrittsspitze der einen Schaufel aus die vorangehende an deren Austrittsspitze gerade noch trifft. Die Strecke l_x von der Austrittschaufelspitze bis zum Schnittpunkt der oben erwähnten Normalen ist, wie aus Abb. 80, 82 und 91 herausgelesen werden kann, angenähert gleich

$$l_x = l_m \left[\frac{u - \frac{c_{u_0}}{2}}{c_m} + \frac{c_m}{u - \frac{c_{u_0}}{2}} \right] = l_m \left[\frac{u - \frac{\eta h}{4u}}{c_m} + \frac{c_m}{u - \frac{\eta h}{4u}} \right].$$

Das Verhältnis der Teilung t zur Länge l_x mit τ bezeichnet, ergibt

$$\frac{t}{l_x} = \tau = \frac{t\, c_m}{l_m \left[u - \frac{\eta h}{4u} + \frac{c_m^2}{u - \frac{\eta h}{4u}} \right]} \sim \frac{t\, c_m}{u\, l_m \left(1 + \frac{c_m^2}{u^2} \right)}. \tag{72}$$

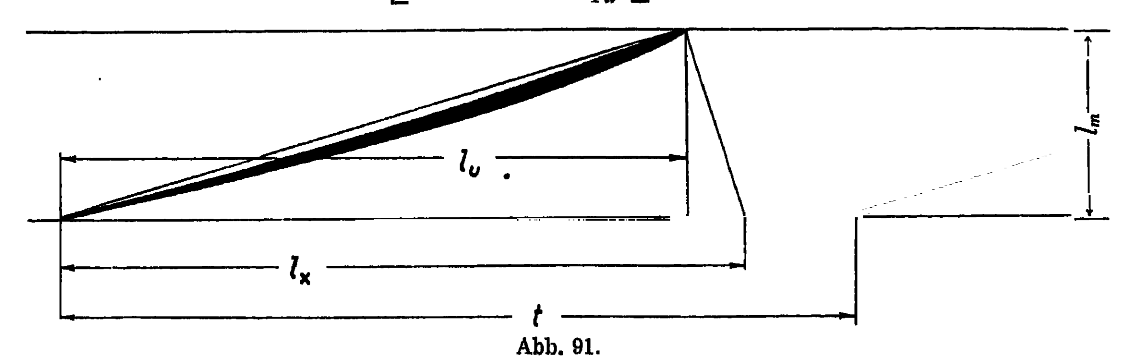


Abb. 91.

Für größere Werte von u darf stets $\frac{\eta h}{4u^2}$ gegenüber 1 vernachlässigt und daher der zuletzt stehende Wert von τ in Rechnung gesetzt werden. τ ist übrigens nahezu gleich ε und bei großem u auch nicht stark verschieden von $\frac{t}{l}$.

Das Verhältnis $\psi = \frac{v}{v_\infty}$ (v = Vektor der größten Abweichung der Relativgeschwindigkeit **in der Mitte** zwischen zwei Schaufeln gegenüber dem Vektor der Relativgeschwindigkeit w_2' **auf** der Schaufel) ist seinerseits eine Funktion von τ. ψ kann durch eine Anzahl Grenzbedingungen so eingeschlossen werden, daß es, bis auf eine oder mehrere Versuchswerte, für die praktische Verwendung ausreichend genau bestimmt erscheint. Diese Grenzbedingungen sind die folgenden:

1) $\psi_{(\tau=0)} = 0$

2) $\psi_{(\tau=\infty)} = 1$

3) $\left|\frac{d\psi}{d\tau}\right|_{(\tau=0)} = 0$

4) $\left|\frac{d\psi}{d\tau}\right|_{(\tau=\infty)} = 0$

5) $\left|\frac{d^2\psi}{d\tau^2}\right| = 0$ bei ungefähr $\tau \sim 1 \div 1{,}5$

6) $\left|\frac{d^2\psi}{d\tau^2}\right|_{(\tau=0)} \sim 0.$

Die Bedingungen 1, 3 und 6 sind gegeben durch die Tatsache, daß bei unendlich engen Kanälen die Unterschiede in den Geschwindigkeitsrichtungen

verschwinden (Ziff. 1) und von da an zunächst nur sehr (unendlich) langsam anwachsen (Ziff. 3 und 6); die Bedingungen 2 und 4 umschreiben den unendlich kleinen Einfluß, den eine Schaufel auf den unendlich breiten Strom hat, in dem sie steht. Bedingung 5 ist zunächst nicht als streng aufzufassen; sie wird durch den Versuch nachzuprüfen sein, doch dürfte der für τ angegebene Wert 1 bis 1,5 nach den bisherigen Erfahrungen gut stimmen. Den obigen Bedingungen entspricht z. B. eine Funktion von der Form

$$\psi = \frac{\tau^n}{k + \tau^n},$$

worin n, wegen 6), mindestens gleich 2 sein sollte. Bedingung 6 ist keinesfalls als streng aufzufassen; Exponenten kleiner als 2 ergeben vielleicht ebenso richtige Werte. Dr. ing. K. Lindner hat z. B. für die von Christiani veröffentlichten Versuchsergebnisse den Wert $n = 1{,}5$ als günstigsten gefunden. Wir wählen zunächst einmal $n = 2$ und erhalten mit τ nach Gleichung 72:

$$\psi = \frac{\tau^2}{k + \tau^2} \tag{73}$$

$$\frac{d\,\psi}{d\,\tau} = \frac{2\,k\,\tau}{(k + \tau^2)^2}$$

$$\frac{d^2\,\psi}{d\,\tau^2} = \frac{2\,k\,[k - 3\,\tau^2]}{(k + \tau^2)^3}.$$

Wie ohne weiteres einzusehen, werden die Grenzbedingungen 1 bis 5 erfüllt. k ist zwar ein durch Versuche für jede Schaufelform und Anordnung nachzuprüfender Wert, doch gestattet Bedingung 5, ihn innerhalb ziemlich engen Grenzen abzuschätzen. Damit $\frac{d^2\,\psi}{d\,\tau^2}$ zu 0 wird, muß auf der rechten Seite der Wert in der eckigen Klammer verschwinden; soll dies für τ gleich 1 bis 1,5 geschehen, so muß sich k in den Grenzen von

$$k = 3 \text{ bis } 6{,}75$$

bewegen, es wird im allgemeinen Werte zwischen 4 und 6 annehmen. Beschränkt man die Anwendung dieser Ergebnisse auf praktisch brauchbare Turbinen, d. h. auf solche hohen Wirkungsgrades, so darf $\psi \cdot v_\infty$ nur eine kleine Korrekturgröße der Geschwindigkeit w_2 im mittleren Diagramm darstellen; ein kleiner Fehler in ψ oder v_∞ fällt daher nicht sehr ins Gewicht.

Immerhin muß man sich darüber klar sein, daß ψ nur auf Grund einiger Grenzbedingungen erhalten wurde und daher nach Form und Betrag noch verbesserungsfähig ist. So kann schon darauf hingewiesen werden, daß ψ insbesonders dann klein ausfällt, wenn, wie dies früher üblich war, die Rückschaufel vom letzten »Querschnitt« des Schaufelkanals an nach der neutralen Kurve, bei Axialturbinen also gerade geführt wird.

Der Wert

$$\psi \cdot v_\infty = \frac{\tau^2}{k + \tau^2} \sqrt{\left(\frac{c_x}{c_0}\, c_{u0}\, \frac{u_1}{u_2} - c_{u2}\right)^2 + \left(\frac{c_x}{c_0} - 1\right)^2 c_{m2}^{\;2}}$$

mit

$$c_x = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{c_{u}^{\prime 2}}{c_0^2} - k_m \sin^2 \alpha_0 - k_u \cos^2 \alpha_0}}$$

(Gl. 70, 71 und 73) ergibt nun die größte Abweichung der relativen Austrittsgeschwindigkeiten zweier Wasserteilchen, von denen das eine in der Mitte zwischen zwei Schaufeln, das andere längs der Schaufel austritt. Wenn man die Austrittsrichtung der Schaufel dem Diagramm gemäß wählte (β_2), so würden die Abweichungen im Diagramm alle nach derselben Richtung liegen; c_{m2} und c_2 wären alle größer als vorausgesetzt, Wassermenge und Austrittsverlust ebenfalls. Das Austrittsdreieck im Diagramm mit dem Winkel β_2 soll jedoch den Mittelwert aller Austrittsdreiecke darstellen. Um diesen Mittelwert in Beziehung mit dem Wert auf der Schaufel einerseits und demjenigen in der Mitte der Teilung, (angenähert) dem Höchstwert von v, anderseits zu bringen, nehmen wir an, daß sich $\psi \cdot v_\infty$ zwischen zwei Schaufeln nach einer sin-Funktion ändere. Wir schreiben

$$v_2 = \alpha \cdot (\psi \cdot v_\infty) = \frac{\int_0^t \psi \cdot v_\infty \sin \frac{x\pi}{t}\, dx}{t}.$$

Nach Durchführung der Integration und Einsetzen von ψ und v_∞ ergibt sich:

$$v_2 = \frac{2}{\pi} \frac{\tau^2}{k + \tau^2} \sqrt{\left(\frac{c_x}{c_0} c_{u0} \frac{u_1}{u_2} - c_{u2}\right)^2 + \left(\frac{c_x}{c_0} - 1\right)^2 c_{m2}^2} \tag{74}$$

$$\left.\begin{aligned} c_{u2} &= 0 \\ c_{m0} = c_{m2} &= c_m \\ u_1 &= u_2 \end{aligned}\right| \quad v_2 = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\tau^2}{k + \tau^2} \sqrt{c_x^2 - \left(2 \frac{c_x}{c_0} - 1\right) c_m^2}. \tag{74a}$$

Hier bedeutet also v_2 einen Vektor, der im Sinne einer Vergrößerung von β_2 zu w_2' ($w_2' = w_2$ auf der Schaufel) hinzugefügt werden muß, um den Vektor w_2 als Mittelwert zu erhalten. Solange v_2 klein bleibt, kann es senkrecht zu w_2' angenommen werden. Ist das Diagramm mit dem Mittelwert w_2 gegeben, so ist v_2 im Sinne einer Verkleinerung von β_2 zu w_2 vektoriell zu addieren, um w_2' auf der Schaufel und damit den Mittelwert der Austrittswinkel β_2' und β_2'' der Schaufel zu erhalten. Es sind also die Austrittswinkel der Schaufel gegenüber denen des Diagramms um $\frac{v_2}{w_2}$ zu verkleinern[1], zu »übertreiben«.

$$\beta_2 - \beta_2' \sim \frac{v_2}{w_2}.$$

Da der Druckunterschied zwischen Vorder- und Rückschaufel am Austritt fast verschwunden ist, wird $w_2' \sim w_2''$. Abb. 89 zeigt das Verfahren, angewendet auf die Turbine nach Taf. 4, Abb. 6—9.

§ 38. Zusätzlicher Verlust durch große Teilung.

Die verhältnismäßig großen Teilungen haben nicht nur die in den vorstehenden Abschnitten gefundene Abweichung der Schaufelwinkel β_1', β_1'' und β_2', β_2'' von den ihnen im Diagramm entsprechenden Werten β_1 und β_2 zur Folge.

Die Ungleichheit der absoluten Geschwindigkeiten am Austritt des Rades bedeutet, daß an dieser Stelle erhebliche Relativgeschwindigkeiten zwischen benachbarten Wasserteilchen bestehen, was einer Erhöhung der Turbulenz

[1] In Anbetracht der Kleinheit des Korrekturwinkels darf er durch seine Tangente ersetzt werden.

gleichkommt. Dies hätte wenig zu besagen, wenn man nicht gerade bei Turbinen der hier in Betracht kommenden Art so sehr auf die Rückgewinnung der Austrittsenergie durch das Saugrohr angewiesen wäre. Es ist nun anzunehmen, daß die Energie, die den oben genannten Relativgeschwindigkeiten zwischen den einzelnen Wasserteilchen entspricht, sich ganz oder zum großen Teil der Rückgewinnung entzieht und damit endgültig als verloren zu betrachten ist.

Um einen Überblick über die Größenordnung dieses Verlustes zu erhalten, nehmen wir wieder an, daß sich die Unterschiede in den Geschwindigkeiten c_2 längs einer Teilung t durch eine Sinuskurve darstellen; der vektorielle Unterschied zwischen größter Geschwindigkeit etwa in der Mitte des Austrittes und der kleinsten unmittelbar an den Schaufelflächen ist gleich $\psi \cdot v_\infty$, der Geschwindigkeitsunterschied an irgend einer Stelle also $\psi \cdot v_\infty \sin \frac{x\pi}{t}$, wenn x den in Richtung des Umfanges gemessenen Abstand eines Austrittspunktes, von der Schaufelspitze ab gemessen, bedeutet; der Ausdruck erfüllt, wie ohne weiteres ersichtlich, wieder die zu stellenden Grenzbedingungen:

$$\left.\begin{array}{l} x = 0 \\ x = t \end{array}\right\} \quad \sin \frac{x\pi}{t} = 0$$

$$x = \frac{t}{2} \quad \sin \frac{x\pi}{t} = 1.$$

Der Mittelwert der Abweichung $\psi \cdot v_\infty \sin \frac{x\pi}{t}$ zwischen $x = 0$ und $x = t$ ist, wie schon gefunden, $\frac{2}{\pi} \psi \cdot v_\infty$.

Sehen wir nun den Energiebetrag entsprechend dem Geschwindigkeitsunterschied

$$\psi \cdot v_\infty \sin \frac{x\pi}{t} - \frac{2}{\pi} \psi \cdot v_\infty,$$

d. h. entsprechend der Mischgeschwindigkeit, als endgültig verloren an, so ergibt sich der auf die ganze Wassermenge bezogene, mittlere Verlust zu

$$\varrho = \frac{1}{Q} \int \left(\psi \cdot v_\infty \sin \frac{x\pi}{t} - \frac{2}{\pi} \psi \cdot v_\infty\right)^2 d\,Q$$

oder auch hinreichend genau

$$\varrho = \frac{1}{t} \int_0^t \left(\psi \cdot v_\infty \sin \frac{x\pi}{t} - \frac{2}{\pi} \psi \cdot v_\infty\right)^2 d\,x$$

$$\varrho = \frac{\psi^2 \cdot v^2_\infty}{t} \int_0^t \left(\sin \frac{x\pi}{t} - \frac{2}{\pi}\right)^2 d\,x.$$

Die Auswertung des Integrals ergibt rund

$$\varrho = 0{,}1\, \psi^2 \cdot v^2_\infty = 0{,}25\, v_2{}^2. \tag{75}$$

Hierin bedeutet also ϱ den Verlust durch Ungleichheit der Austrittsgeschwindigkeit längs eines Parallelkreises, $\psi \cdot v_\infty$ den Höchstwert, v_2 den Mittelwert der Geschwindigkeitsabweichung.

Die numerische Nachprüfung dieses Verlustes zeigt sofort, daß er sehr klein bleibt, solange die Teilung $t < l_x$ ist, τ also den Wert 1 nicht überschreitet; von da an wächst er rasch auf Werte an, die nicht mehr vernachlässigt werden können. Eine zu große Teilung im Verhältnis zur Schaufellänge l oder, was auf das gleiche hinauskommt, eine zu große Schaufelbelastung verbietet sich daher schon mit Rücksicht auf die eben erörterte Verlustquelle.

§ 39. Zulässige Saughöhe, Kavitation.

Um den Druck an beliebigen Punkten der Schaufel zu kennen, müßte die Strömung um die einzelne Schaufel eines Gitters bestimmt werden können, was, wenigstens für den allgemeinen Fall, auf rein rechnerischem Weg noch nicht möglich ist. Hier hat, wie Ackeret schon hervorgehoben (Schweiz. Bauzeitung Nr. 11 vom 17. März 1928), der Modellversuch der weiteren Rechnung die nötigen Anhaltspunkte zu verschaffen. Dem Konstrukteur genügt vielfach die Kenntnis des Druckes am Eintritts- und am Austrittspunkt der Rückschaufel.

Sinkt der Druck des Wassers unter den Atmosphärendruck, so scheidet sich zunächst ein Teil der Luftmenge aus, die das Wasser vor dem Eintritt in die Anlage, also unter dem natürlichen Luftdruck stehend, absorbiert hatte (s. I. Teil: Verlust durch Luftausscheidung im Saugrohr, sowie II. Teil: Abschnitt über das Saugrohr). Der Sauerstoff greift im Moment des Ausscheidens das Material stärker als im gewöhnlichen Zustand an, das Wasser schwemmt die Oxydteilchen immer wieder fort; es entstehen die bekannten Korrosionen von schwammartigem Aussehen.

Nähert sich der Druck stark der Dampfspannung bei der herrschenden Temperatur, d. h. angenähert dem Werte 0, so bilden sich in der Strömung Hohlräume, die mit Wasserdampf gefüllt sind (Kavitation). Kondensiert dieser, so stürzen die gebildeten Bläschen zusammen, es gesellen sich Schwingungserscheinungen hinzu, die das Material auch noch mechanisch angreifen; selbst Glas vermag auf die Dauer diesem Zerstörungsprozeß nicht mehr zu widerstehen (s. Föttinger, Hydraulische Probleme). Hieraus folgt, daß der Druck überall einen gewissen, wenn auch kleinen Betrag über Null haben muß.

Die absolute Druckhöhe an den oben genannten Punkten (Ein- und Austritt) der Rückschaufel bestimmt sich, wie ohne weiteres einzusehen, nach folgenden Gleichungen:

$$h_1'' = H_{atm} + H - H_s - H_R - c_0''^2 H - c_w{}^2_{(e-0)} \cdot H$$

$$h_2'' = H_{atm} - H_s - c_u^2 H - \frac{\Delta p_2''}{\gamma H}.$$

Hierin bedeuten: H_{atm} den niedrigsten Atmosphärendruck, gemessen in m Wassersäule am Aufstellungsort der Turbine, H das Gefälle der Turbine, H_s die statische Saughöhe, d. h. die Höhe des Austrittspunktes über dem Unterwasserspiegel, H_R die lotrecht gemessene Höhe des Laufrades bzw. der betrachteten Stromlinie, c_0'' die spezifische absolute Eintrittsgeschwindigkeit am Schaufelrücken, $c_w{}^2_{(e-0)} \cdot H$ die Verlusthöhe vom Eintrittsquerschnitt der

Turbine bis zum Laufradeintritt, $c_{y}^2 H$ die im Saugrohr zurückgewonnene Gefällshöhe und $\Delta p_2''$ den Druckabfall auf dem Austrittskreis von der Mitte zwischen zwei Schaufeln bis zum Schaufelrücken; $H - H_s - H_R$ ist dann nichts anderes als die statische Druckhöhe am Eintrittspunkt der betrachteten Stromlinie. Setzt man für c''_0 und $\frac{\Delta p_2''}{\gamma H}$ die Werte aus den Gleichungen 68 und 67 ein und bezeichnet man weiters mit H_a den um die Dampfspannung h_d verminderten Atmosphärendruck, also:

$$H_a = H_{atm} - h_d,$$

so ergibt sich:

$$(76)\quad \begin{cases} h_1'' - h_d = H_a - H_s - H_R + H\left(1 - c_{u}^2{}_{(e-0)} - c_0^2 - k_1'' \eta_h \frac{c_m}{u} \frac{t}{l_m}\right) > 0 \\ h_2'' - h_d = H_a - H_s - H\left(c_y^2 + k_2'' \eta_h \frac{c_m}{u} \frac{t}{l_m}\right) > 0. \end{cases}$$

Da H_a für einen bestimmten Ort angenähert als konstant angesehen werden darf, die Klammerausdrücke in beiden Gleichungen für eine bestimmte Radtype und feststehende Betriebsbedingungen (z. B. volle Leitradöffnung, Umfangsgeschwindigkeit für »stoßfreien« Eintritt) ebenfalls konstant sind, so ist ohne weiteres ersichtlich, daß, ein bestimmtes Rad vorausgesetzt, für jedes Gefälle und jeden Aufstellungsort eine höchste Saughöhe H_s besteht, die nicht überschritten werden darf, wenn keine Kavitation eintreten soll. Die folgende Form der Gleichungen zeigt dies noch deutlicher:

$$(77)\quad \begin{cases} H_s < H_a - H_R + H\left(1 - c_{u}^2{}_{(e-0)} - c_0^2 - k_1'' \eta_h \frac{c_m}{u} \frac{t}{l_m}\right) \\ H_s < H_a - H\left(c_y^2 + k_2'' \eta_h \frac{c_m}{u} \frac{t}{l_m}\right). \end{cases}$$

Beide Bedingungen müssen erfüllt sein, wenn hinreichende Sicherheit gegen Kavitation am Eintritt und am Austritt bestehen soll. Der ersten ist im allgemeinen leichter gerecht zu werden als der zweiten. Immerhin treten die Erscheinungen starker Druckverminderung auch am Eintritt auf, wenn die Meridiankrümmung zu schroff ist und infolgedessen c_0 auf den äußeren Stromlinien sehr groß wird; ferner wenn die Schaufelkrümmung zu stark und damit k_1'' zu groß wird, oder wenn infolge zu kleiner Radgeschwindigkeit die Umfangskomponente c_{u0} und damit c_0 groß wird.

Der Klammerausdruck der ersten Gleichung

$$1 - c_{u}^2{}_{(e-0)} - c_0^2 - k_1'' \eta_h \frac{c_m}{u} \frac{t}{l_m} \sim c_e^2 - k_1'' \eta_h \frac{c_m}{u} \frac{t}{l_m}$$

ist bei Turbinen von kleinem n_s gewöhnlich positiv, bei Schnelläufern negativ.

Der Klammerausdruck der zweiten Gleichung

$$c_y^2 + k_2'' \eta_h \frac{c_m}{u} \frac{t}{l_m}$$

entspricht dem von D. Thoma[1] eingeführten Beiwert s. Ist, nach dem gleichen Verfasser:

$$\sigma = \frac{H_a - H_s}{H},$$

[1] Siehe Thoma: Die Kavitation bei Wasserturbinen, Hydraulische Probleme, V.D.I.-Verlag, oder den Bericht D. Thoma's zur Weltkraftkonferenz 1924.

so drückt sich die Bedingung für Nichtauftreten von Kavitation durch die Ungleicheit: $\sigma > s$ aus.

Die vorstehende Untersuchung läßt die Mittel zur Erfüllung dieser Ungleichung deutlich erkennen. Sie können in einer Vergrößerung von σ (Verkleinerung von H_s) oder einer Verkleinerung von s bestehen.

Der Wert

$$s = c_g^2 + k_2'' \eta_h \frac{c_m}{u} \frac{t}{l_m}$$

enthält in c_g^2 den Saugrohrrückgewinn. Da bei Turbinen hoher spezifischer Drehzahl die Austrittsgeschwindigkeit c_2 stets groß gewählt und daher von c_2^2 so viel als nur möglich zurückgewonnen werden muß, wenn noch hohe Wirkungsgrade erzielt werden sollen, so darf bei hohem n_s nicht etwa c_g^2 gegenüber c_2^2, also $\frac{c_g^2}{c_2^2}$ heruntergedrückt werden; das einzig brauchbare Mittel zur Verkleinerung von c_g^2 bleibt die Verkleinerung von c_2 und besonders c_{m_2} bis an die untere annehmbare Grenze.

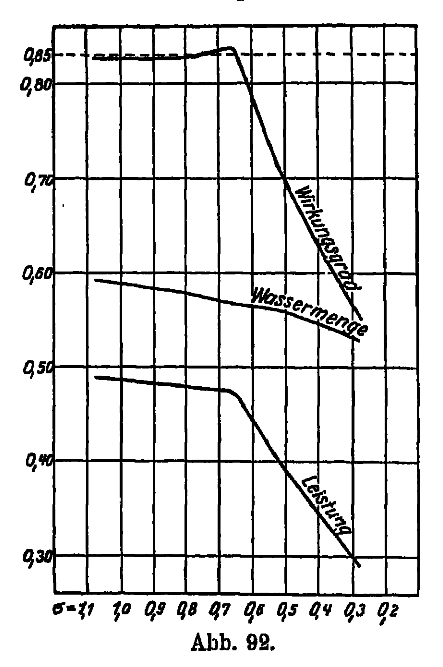


Abb. 92.

Bei Langsamläufern hingegen kann im Hinblick auf größere Betriebssicherheit häufig auf hohen Rückgewinn im Saugrohr verzichtet werden, weil c_2^2 ohnehin schon sehr klein ist und c_g^2 hier den Wirkungsgrad nicht so stark beeinflußt, wie bei Turbinen von hohem n_s.

Ein Überschreiten der Kavitationsgrenze hat übrigens nicht nur Anfressungen an den Schaufeln und Sinken des Wirkungsgrades (Abb. 92, entnommen aus: Hydraulische Probleme, Thoma, Die Kavitation bei Wasserturbinen), sondern auch starke Erschütterung der ganzen Maschine, ja des ganzen Maschinenhauses zur Folge.

Das zweite Glied der rechten Seite von s

$$k_2'' \eta_h \frac{c_m}{u} \frac{t}{l_m}$$

ist das Produkt des Beiwertes k_2'' und der mittleren Schaufelbelastung $\frac{\overline{\Delta p}}{\gamma H}$ (Gl. 63). Der Wert k_2'' wird um so kleiner, je mehr sich das letzte Stück der Rückschaufel der Form der neutralen Kurve nähert. Die Beeinflussung der mittleren Schaufelbelastung hauptsächlich durch $\frac{t}{l_m}$ kann ohne weiteres aus der Formel $\varepsilon = \eta_h \cdot \frac{c_m}{u} \frac{t}{l_m}$ abgelesen werden.

Angesichts der schweren Folgen starker örtlicher Druckverminderung oder Eintritt von Kavitation war und ist der Wunsch nach statistischer Erfassung der gemachten Erfahrungen und deren Vergleich mit den Ergebnissen der Rechnung sehr lebhaft. Leider erschwert die große Zahl der Veränderlichen in den Gleichungen 76 und 77 und damit die Vielheit der Einflüsse die Aufgabe erheblich. Nimmt man den Thoma'schen Wert

$$\sigma = \frac{H_a - H_s}{H}$$

als Grundlage, so läßt er sich wohl für jede Sonderaufstellung einer Turbine berechnen; allein, da im Gegenwert s sowohl der Saugrohrrückgewinn c_y^2, wie die mittlere Schaufelbelastung $\eta_h \frac{c_m}{u} \frac{t}{l_m}$ und die Verteilung der Krümmung der Schaufel (k_2'') sehr verschieden sein können, so kann bei verschiedenen Turbinen trotz gleicher Aufstellungsbedingungen, d. h. bei gleichem σ, das eine Mal Kavitation eintreten, das andere Mal nicht. L. F. Moody und H. Rogers haben sich zur Ordnung des von ihnen verarbeiteten Materials[1] auf den Ausdruck

$$\frac{H_a - H_s}{H} - c_y^2 = \sigma - c_y^2$$

gestützt; dabei wurde c_y^2 wie folgt angenommen:

wagrechte Welle mit Krümmer	$0{,}4\ c_{m_2}^2$
senkrechte » » »	$0{,}6\ c_{m_2}^2$
» » » geradem oder unten ausgeweitetem, konischem Saugrohr	$0{,}8\ c_{m_2}^2$.

Weitere statistische Zusammenstellungen finden sich in einem Bericht der National Electric Light Association über »Pitting of Hydraulic Turbine Runners« vom April 1926, ebenso eine weitere Ausführung von F. H. Rogers, in der gezeigt wird, daß, im Gegensatz zu einer Schlußfolgerung im erstgenannten Bericht, das Auftreten starker Anfressungen nicht vom Durchmesser, d. h. von der Größe der Turbine, abhängt. Eine graphische Auswertung des von Rogers und Moody gesammelten Materials zeigen die

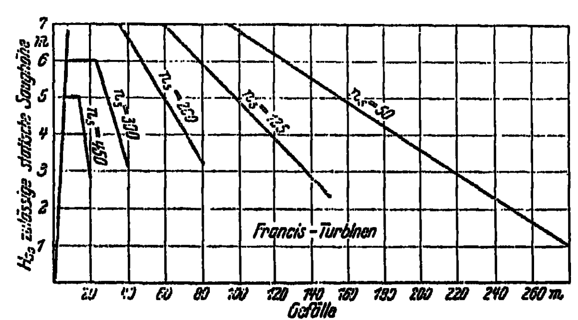


Abb. 93. Zulässige statische Saughöhe für Francisturbinen.

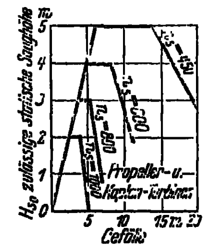


Abb. 94. Zulässige statische Saughöhe für Propeller- und Kaplanturbinen.

Abb. 93 und 94, entnommen der V.D.I.-Zeitschr. 1928, Oesterlen, »Fortschritte im Bau von Wasserturbinen«.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß die stärksten Anfressungen gewöhnlich nicht unmittelbar an der Austrittskante, sondern etwas vorher auftreten, weil gegen den Eintritt zu der Druckunterschied zwischen Vorder- und Rückschaufel rascher wächst als der Mittelwert des Druckes in einem Querschnitt senkrecht zu c_m und somit das Druckminimum vom Austritt

[1] Siehe Bericht zur Hydroelektrischen Konferenz, Philadelphia, 1925; ferner: Hydraulische Probleme, Bericht von Thoma: Die Kavitation bei Wasserturbinen.

gegen den Eintritt zu verschoben wird. Die Druckkurven Abb. 87 geben für das untersuchte Profil auch hierüber Auskunft.

§ 40. Günstigste Schaufelform hinsichtlich Druckverteilung.

Sind für ein Rad die äußeren Arbeitsgrößen H_a, H, H_s gegeben und die Konstruktionswerte n_s, c_y^2, $\left(\eta_h \frac{c_m}{u} \frac{t}{l_m}\right)$ angenommen, so kann man sich noch fragen, mit welcher Schaufelform man sich am weitesten von der Kavitationsgrenze weg befindet, d. h. wie der Schaufelschnitt in einer Rotationsflutfläche gekrümmt sein soll, damit die Schaufel möglichst betriebssicher, oder die zulässige statische Saughöhe H_s möglichst groß wird.

Die Lösung verlangt augenscheinlich, daß am Schaufelrücken der Druck überall gleich stark von Null verschieden, mit andern Worten gleich groß sei (in Abb. 87 unterer Ast der Druckkurve wagrecht).

Wagenbach[1] hat die Bedingung hierfür unter vereinfachenden Annahmen entwickelt.

Nur auf Ein- und Austrittspunkt bezogen, verlangt die Bedingung, daß in Gleichung 76

$$h_1'' = h_2''$$

sei, woraus folgt:

$$k_1'' - k_2'' = \left(1 - c_{w\,(r-0)}^2 + c_y^2 - c_0^2 - \frac{H_R}{H}\right) \frac{u\, l_m}{\eta_h\, c_m\, t} \sim \frac{c_0^2}{\varepsilon}. \tag{78}$$

Die Gleichung gibt die Bedingung für gleichen Druck am Ein- und Austrittspunkt der Rückschaufel an; hat man beispielsweise verschiedene Schaufelformen auf die Werte k untersucht, so wird man diejenigen zur Ausführung wählen, die Gleichung 78 möglichst genau erfüllen.

§ 41. Stabilität des Strömungszustandes.

Die ganze vorstehende Untersuchung setzt Potentialströmung voraus, d. h. gleichen, auf die Gewichtseinheit bezogenen Betrag der hydraulischen Energie auf allen Stromlinien vor deren Eintritt ins Laufrad, daher Gültigkeit der Bernoullischen Gleichung nicht nur entlang der Stromlinien, sondern auch quer zu diesen; das Gleiche trifft für die Relativströmung in einem axialen Laufrad zu. Wenn auch die bei der tatsächlichen Flüssigkeitsbewegung wirksamen Kräfte nicht allzu sehr verschieden sind von jenen, unter deren Einfluß die reine Potentialströmung zustande kommen würde, so sind doch die Unterschiede groß genug, um unter Umständen das ganze Strömungsbild wesentlich zu ändern. In Wirklichkeit haftet die Flüssigkeit an den Wänden, d. h. die Widerstände sind dort im Verhältnis zum Gefälle sehr groß. Die der Wand unmittelbar benachbarte Grenzschicht fließt verhältnismäßig langsam, in der Regel laminar und nur der Kern der Flüssigkeit bewegt sich angenähert wie vorausgesetzt. Die Grenzschicht kann sich von Punkt zu Punkt des Kanales in ihrer Dicke und nach ihrer Fließweise ändern, was beispielsweise bewirken kann, daß die tatsächliche Richtung von w_2 gegenüber der nach den

[1] Siehe: Hydraulische Probleme: Wagenbach, Einfluß der Saughöhe auf die spezifische Schaufelbelastung.

bisherigen Voraussetzungen angenommenen erheblich abweicht. Im Grenzfall wird die Strömung vollständig von ihrer Richtung abgedrängt (Ablösung).

Nicht nur dies, auch zeitliche Änderungen sind festgestellt worden. Es scheint also die Strömung in Wirklichkeit nicht immer gleich, d. h. nicht stationär zu bleiben, sondern sich unter Umständen in gewissen Grenzen auch zeitlich zu ändern. Es ist klar, daß dabei Wirkungsgrad und Leistung ebenfalls beeinflußt werden, unter sonst gleichen Umständen um so mehr, je größer die mittlere Schaufelbelastung ist. Auch die Stärke der Grenzschicht im Verhältnis zur Kanalweite oder Teilung scheint insofern eine Rolle zu spielen, als die erstere nicht sehr von den Strahlabmessungen abhängig ist und demnach bei kleinen Turbinen mehr Einfluß hat als bei großen.

Man hat häufig beobachtet, daß gerade bei Schnelläufern Leistung und Wirkungsgrad manchmal zurückgehen, ohne daß am Gefälle, an der Drehzahl oder am Leitrad etwas geändert worden wäre. Bei den einen Turbinen erfolgte der Übergang von einem Zustand zum anderen ziemlich plötzlich, bei anderen sehr langsam, bei den einen bald nach der Inbetriebnahme, bei anderen erst nach 10 Stunden und mehr. Häufig läßt sich der gute Strömungszustand wieder herstellen, wenn der Leitapparat rasch geschlossen und nachher wieder geöffnet wird; in anderen Fällen ist es notwendig, das Wasser aus der Turbinenkammer ganz zu entfernen und diese wieder frisch zu füllen.

Über die eigentlichen Ursachen dieses Zustandswechsels gehen, soweit Kavitation nicht in Frage kommt, die Meinungen noch auseinander; leider sind nicht genügend Versuche bekannt, um einen sicheren Schluß ziehen zu können. Es sei nur angeführt, daß die Vermutung, es werde durch Fremdkörper, wie Gras, Sand usw., die sich an die Schaufeln anhängen, eine Veränderung der Grenzschicht herbeigeführt und dadurch die Strömung verändert, nicht ganz grundlos zu sein scheint.

§ 42. Die konstruktive Ausbildung der Schaufelschnitte.

Die Erörterungen über die Strömung im Laufrad geben die nötigen Anhaltspunkte über Richtung der Schaufellinien am Ein- und Austritt, auf der Vorder- und auf der Rückseite der Schaufel. Diese ersten und letzten Elemente sind durch möglichst stetige Kurven zu verbinden, wobei zu beachten ist, daß stärkere Krümmung an irgend einer Stelle eine Vergrößerung der dort herrschenden Beiwerte k der Gleichungen 67, 68 und 76, 77 mit sich bringt.

Im übrigen bleibt dem Konstrukteur angesichts der kleinen Neigungsunterschiede $\beta_1'-\beta_2'$ und $\beta_1''-\beta_2''$ bei Schaufelungen hoher Umfangsgeschwindigkeit kein sehr großer Spielraum mehr; man kann daher bei Schnelläufern für den äußeren Schaufelschnitt selbst Kreis- oder Parabelbögen verwenden.

Die Schaufel wird gegen den Eintritt zulaufend geformt mit einer Abrundung von kleinerem Krümmungsradius bei Schaufelteilen mit hohem u_1 und etwas größerem Krümmungsradius bei solchen von u_1 mäßiger Größe (0,65—0,9), so daß sich dort die Form der für Tragflächen üblichen nähert (s. Abb. 95 und 97, sowie Taf. 4, Abb. 10—12). Der Grund, weshalb diese bei sehr hohen Werten von u_1 weniger anzuraten ist, liegt in dem immerhin größeren Stirnwiderstand starker Abrundungen; es darf nicht übersehen

werden, daß die Relativgeschwindigkeit bei Turbinen oft verhältnismäßig größer ist als bei Tragflächen, beispielsweise bei 10 m Gefälle und einer spezifischen Umfangsgeschwindigkeit u_1 von 2,0 schon 28 m/s, d. i. etwa 100 km/h, dies im Wasser, nicht in dem rund tausendmal leichteren Medium Luft.

Gute Anhaltspunkte über den Einfluß der Form auf die Geschwindigkeitsverteilung geben die Untersuchungen von Föttinger[1], der unter Annahme verschiedenartiger Quellstrecken im unendlichen Strom auf recht gute Formen gelangt, für die unter Voraussetzung von Potentialströmung, auch der Druckverlauf längs der Flanken bestimmt werden kann.

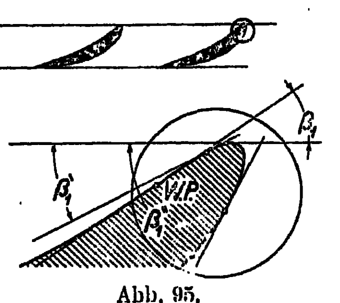


Abb. 95.

Die auf diese Art gefundenen oder sonstwie angenommenen Spitzenkurven sind tangential an die Richtungen von β'_1 und β_1'' anzuschmiegen.

Am Austrittsende ist die Schaufel so dünn zu halten, als es die Rücksicht auf Festigkeit irgend erlaubt.

Die Verteilung der Wandstärke bei Gußschaufeln und damit deren Gesamtform ergibt sich nach dem Gesagten fast von selbst, sie werden ihre größte Stärke etwa im oberen Drittel erreichen und von da unter möglichst gleichmäßiger Krümmung der Rückschaufel mit abnehmender Stärke bis zur Austrittskante verlaufen (s. Abb. 97, sowie Taf. 4, Abb. 11—13).

Die Eintrittspartie von Blechschaufeln wird, soweit die Parallelität der beiden Begrenzungen es erlaubt, durch Bearbeitung ähnlich ausgebildet wie bei gegossenen Schaufeln; immerhin sind die letzteren, der Möglichkeit besserer Formgebung wegen, bei Schnelläufern vorzuziehen.

§ 43. Die Konstruktion der Schaufelfläche.

Um eine möglichst stetige Schaufelfläche zu erhalten, müssen schon die Schaufelschnitte und damit auch die Schaufelwinkel stetig ineinander übergehen, auf welchen Umstand schon bei der Konstruktion des Diagrammes in bekannter Art Rücksicht zu nehmen ist.

Bei sehr raschlaufenden Rädern mit ganz oder nahezu axialem Durchfluß im Meridianschnitt werden die Krümmungen und Winkeldifferenzen so klein, daß der Wunsch, die Schaufelfläche nach einem einfachen geometrischen Gesetz konstruieren und unter Umständen bearbeiten zu können, lebhafter und berechtigter ist, als bei den Normalläufern. Wie schon in § 19 ausgeführt, ergibt beispielsweise die gewöhnliche Schraubenfläche günstigsten Austritt, wenn Leit- und Laufrad so weit aus der meridianen Krümmung hinausgeschoben werden, daß der Einfluß dieser Krümmung im Leit- und im Laufrad vernachlässigbar klein wird. Man kann jedoch nicht nur den Austrittsteil, sondern die ganze Schaufel aus Schraubenflächen entstehen lassen, wenn man diese mindestens an einem der beiden Enden, z. B. am Eintritt, nicht nach Erzeugenden, sondern schief dazu abschneidet.

[1] Siehe: Hydraulische Probleme.

Im Axialschnitt gesehen sind Eintritts- und Austrittskante dann nicht parallel, die eine von beiden oder beide oft nicht einmal mehr gerade. Bei

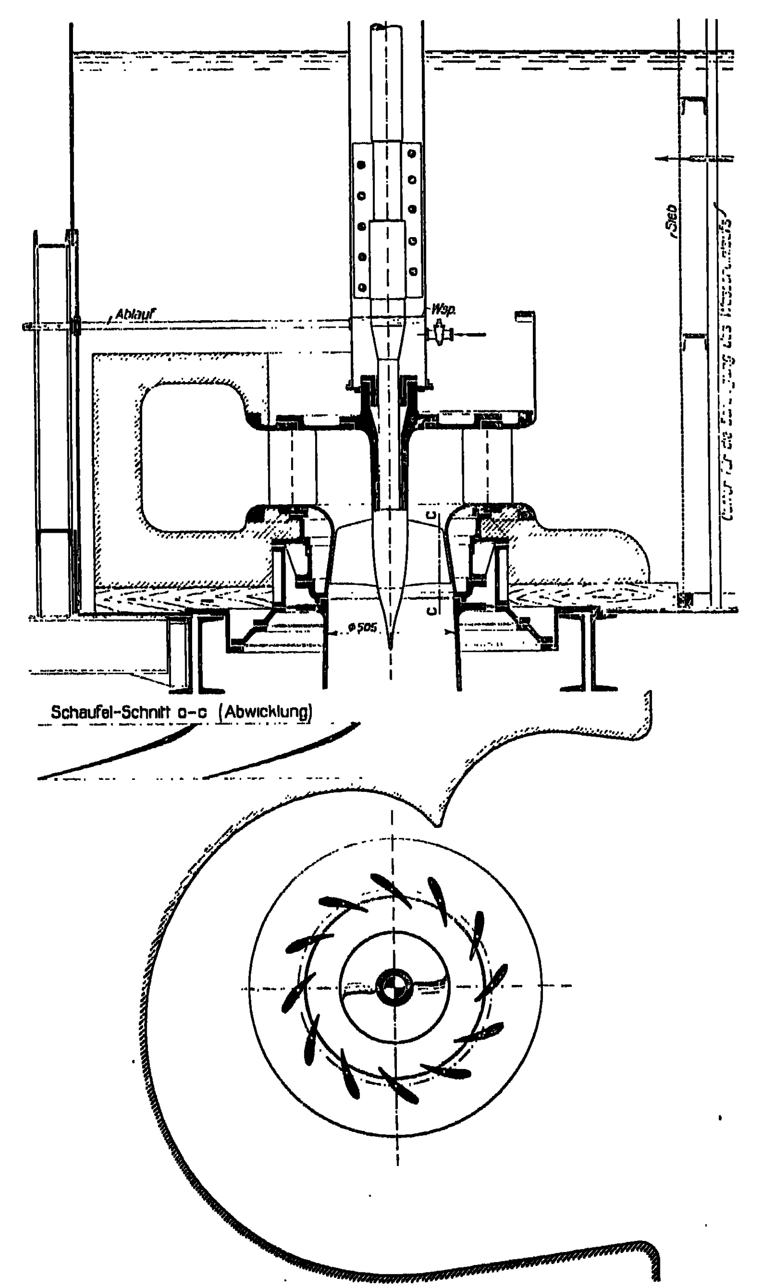


Abb. 96. Modellturbine (Anlage Matte) von Bell & Cie., Kriens.

der Konstruktion der Fläche führt man die Erzeugende längs des äußersten Schaufelschnittes bis zu dessen Eintrittspunkt. Würde die ganze Fläche längs

dieser letzten vollen Erzeugenden abgeschnitten, so würden im allgemeinen an der innern Begrenzung nicht die richtigen Winkel β_1' und β_1'' entstehen. Um sie trotzdem einhalten zu können, muß die dortige Schaufelkurve noch weiter fortgesetzt werden; man hat diese Fortsetzung der Schaufelfläche dann so abzuschneiden, daß an der Eintrittskante überall die richtigen Eintrittswinkel erscheinen. Abb. 96 zeigt ein solches, von Th. Bell & Cie., Kriens ausgeführtes Schraubenrad, eingesetzt in eine Modellturbine[1]. Im übrigen dienen zur zeichnerischen Darstellung der Schaufelfläche die gleichen Mittel wie bei Turbinen kleiner und mäßig hoher spezifischer Drehzahl; es sei diesbezüglich auf die § 10—12 und 15 verwiesen.

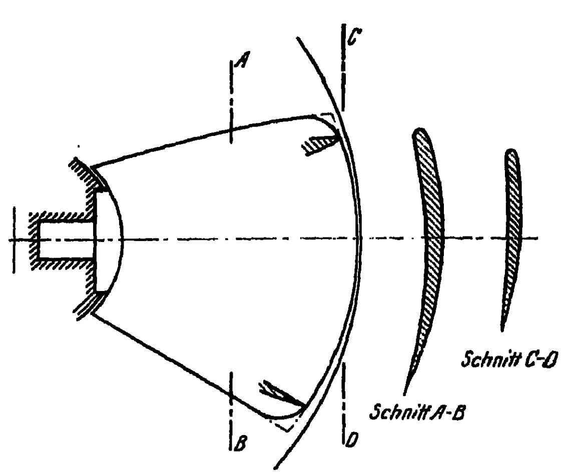


Abb. 97. Kaplanschaufel, Ausführung Voith.

§ 44. Die Bearbeitung der Schaufelflächen.

Da bei Turbinen von hoher spezifischer Drehzahl, wenigstens in den äußeren Teilen, große Relativgeschwindigkeiten w auftreten und die Reibungsverluste unter sonst gleichen Umständen mit dem Quadrat dieser Geschwindigkeiten zunehmen, so hat man alle Mittel anzuwenden, um die daherrührenden Verluste in zulässigen Grenzen zu halten. Hierzu gehört auch die Verminderung der Rauhigkeit. Die Schaufeln von Schnelläufern sind also mit möglichst glatten Oberflächen auszuführen; je nach dem erstrebten Wirkungsgrad und den größten vorkommenden Relativgeschwindigkeiten genügt ein Wegschleifen der gröberen Unregelmäßigkeiten oder aber es ist die Bearbeitung bis zur feinsten Politur weiterzuführen.

D) Festigkeitsrechnungen, konstruktive Einzelheiten.

§ 45. Die Festigkeit von Rädern ohne Außenkranz.

Es sei zunächst ein Rad ohne Außenkranz vorausgesetzt (s. Abb. 98). Da die Schaufelschnitte in den einzelnen Rotationsflutflächen verschiedene mittlere Neigung $\left(\frac{\beta_1+\beta_2}{2}\right)$ besitzen und die resultierende Kraft angenähert senkrecht zur Profilsehne (s. Abb. 99) steht, so ergibt sich das im Einspannquerschnitt wirkende Biegungsmoment als Summe der Momente unendlich vieler windschief zueinander stehender elementarer Kräfte. Wir denken

[1] Prášil, Extra-Schnelläuferturbinen der A. G. der Maschinenfabrik von Th. Bell & Cie., Kriens, Schweiz. Bauzeitung 1924, Bd. 88.

uns die auf einen unendlich schmalen Streifen der Schaufel wirkende Kraft dP zerlegt in eine Komponente in der Umfangs- (dP_u) und eine in der Meridianrichtung (dP_m). Die Summe der Momente dieser Komponenten ist

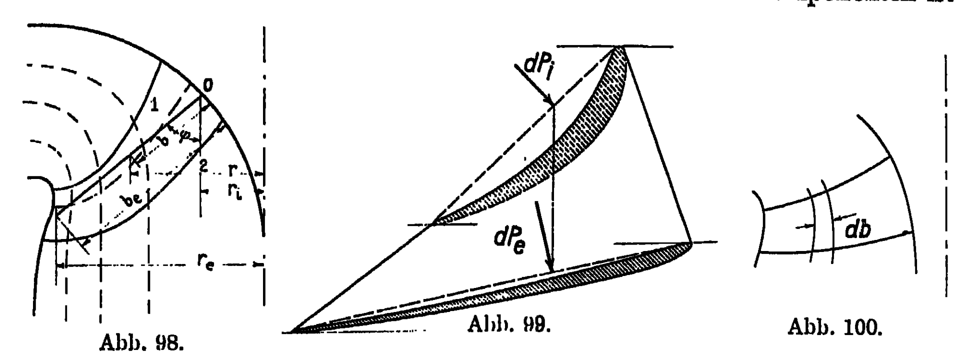


Abb. 98. Abb. 99. Abb. 100.

leicht zu bestimmen, wenn man die Annahme zuläßt, daß die Verbindungslinie der Angriffspunkte der Kräfte dP (auf Flächen $l\,db$) auf einer Geraden liegen und daß deren Länge vom Kraftangriff bis zum Einspannquerschnitt als Hebelarm der Kraft angesehen werden darf, daß also z. B. in Abb. 98 die gestrichelte, quer zu den Stromlinien verlaufende Kurve der Angriffspunkte der Kräfte dP durch die ausgezogene Gerade von der Länge b_e ersetzt werden kann.

Biegungsmoment durch Umfangskräfte.

Die mittere Schaufelbelastung ist nach Gleichung 63a

$$\varepsilon = \frac{\overline{\Delta p}}{\gamma H} = \eta_h \frac{t_e}{u_e} \cdot \frac{c_m}{l_m};$$

die Kraft in Richtung des Umfanges auf einen Streifen von der Breite db und der meridianen Länge l_m (Schaufelhöhe) ist

$$dP_u = \overline{\Delta p} \cdot l_m\,db$$

$$dP_u = \eta_h \frac{t_e}{u_e} c_m \gamma H\,db.$$

Das Biegungsmoment dieser Kraft im Einspannquerschnitt der Schaufel ist dann

$$dM_{b_u} = b\,dP_u = \eta_h \frac{t_e}{u_e} c_m \gamma H\,b\,db$$

$$M_{b_u} = \frac{t_e}{u_e} \gamma H \int_0^{b_e} \eta_h\,c_m\,b\,db.$$

Sind η_h und c_m auf dem Radius veränderlich, jedoch aus dem Diagramm für verschiedene Stellen bekannt, so kann das Integral graphisch in bekannter Weise ausgewertet werden. Zumeist sind jedoch, wenigstens bei der »normalen«, d. h. der günstigsten Belastung, η_h und c_m an allen Punkten angenähert gleich; sie dürfen daher, auf diesen Sonderfall bezogen, vor das Integralzeichen gesetzt werden. Man erhält dann

$$M_{b_u} = \eta_h \frac{t_e}{u_e} c_m \gamma H \int_0^{b_e} b\,db$$

$$M_{b_u} = \eta_h \frac{t_e}{u_e} c_m \frac{b_e^2}{2} \gamma H. \tag{79}$$

Das Biegungsmoment M_{b_u} für einen beliebig gelegenen Querschnitt ist

$$M_{b_u} = \eta_h \frac{t_e}{u_e} c_m \frac{(h_e - b)^2}{2} \gamma H. \tag{79a}$$

Die Werte von Gl. 79 und 79a ändern sich mit η_h, u und c_m. Läuft z. B. eine Turbine unter konstantem Gefälle, aber mit veränderlicher Drehzahl, so ändern sich die eben genannten Faktoren gleichzeitig. Den größten Wert erreicht M_{b_u} entweder bei Stillstand ($u = 0$) oder wenigstens bei sehr herabgesetzter Geschwindigkeit.

Für das festgebremste Rad ($u_e = 0$; $\eta_h = 0$) ergibt Gleichung 79 einen unbestimmten Wert; doch kann der Quotient $\dfrac{\frac{d\eta_h}{du}}{\frac{du}{du}} = \frac{d\eta_h}{du}$ genügend genau (praktische Wirkungsgradkurve) zu

$$\left|\frac{d\eta_h}{du_e}\right|_{u=0} = 2\frac{\eta_{h(n)}}{u_{e(n)}}$$

angenommen werden, ferner ist

$$c_m = c_{m(n)} \frac{Q}{Q_n} = c_{m(n)} \frac{q}{q_n}.$$

Das Verhältnis $\frac{q}{q_n}$ ist je nach der Turbinenart verschieden; es ist in Funktion von u durch den Versuch zu bestimmen. Einen Anhaltspunkt über die Größe $\left|\frac{q}{q_{(n)}}\right|_{u=0}$ für das festgebremste Rad gibt die allerdings nur empirische Gleichung

$$\begin{matrix} u = 0 \\ n = 0 \end{matrix} \quad \Bigg| \quad \left|\frac{q}{q_{(n)}}\right|_{u=0} = \frac{100}{n_s + 100} + 0{,}55.$$

Unter Benützung dieses Ausdruckes wird das Biegungsmoment durch die Umfangskraft bei festgebremstem Rad, zugleich das größte oder doch nahezu das größte

$$n = 0 \quad \Bigg| \quad \left(M_{b_u}\right)_{n=0} \sim M_{b_{u(\max)}} = \eta_{h(n)} \frac{t_e}{u_{e(n)}} c_{m(n)} \left(\frac{100}{n_s + 100} + 0{,}55\right) b_e^2 \gamma H. \tag{79b}$$

Biegungsmoment durch meridian gerichtete Kräfte.

Die Bestimmung der in der Richtung der Meridian-(Strom-)linien wirkenden Kräfte und der durch sie hervorgerufenen Biegungsmomente erfolgt analog wie eben für die Umfangskräfte gezeigt.

$$dP_m = \overline{\Delta p}\, l_u\, d\, b = \eta_h \frac{t_e}{u_e} \frac{c_m}{l_m} \gamma H\, l_u\, db$$

$$M_{b_m} = \int b \cdot dP_m = \frac{t_e}{u_e} \gamma H \int_0^{h_e} \eta_h \cdot c_m \frac{l_u}{l_m} b\, db. \tag{80}$$

Die Auswertung des Integrals kann wieder auf graphischem Wege erfolgen, da man ja aus Diagramm und Schaufelplan den Funktionswert $\left(\eta_h c_m \frac{l_u}{l_m} b\right)$ für verschiedene Punkte von b kennt.

Die analytische Auswertung wird für den Sonderfall $c_{u_2} = 0$ möglich, wenn die (zwar nur angenähert richtigen) Annahmen (s. Abb. 80 und 82) zugelassen werden, daß

$$\frac{l_u}{l_m} = \operatorname{cotg} \beta'_\infty = \frac{u - \frac{c_{u_0}}{2}}{c_m}$$

und η_h unabhängig von r ist. Es wird dann

$$c_m \frac{l_u}{l_m} \sim u - \frac{c_{u_0}}{2} \sim u - \frac{\eta_h}{4\,u}.$$

Diesen Wert in Gleichung 80 eingesetzt, ergibt:

$$M_{b_m} = \eta_h \frac{t_e}{u_e} \gamma H \int\limits_0^{b_e} \left(u - \frac{\eta_h}{4\,u}\right) b\,d\,b. \tag{80a}$$

Hierin ist

$$u = \frac{u_e}{r_e} r, \qquad b = \frac{(r - r_i)}{\sin\varphi};$$

den Grenzen 0 und b_e entsprechen die Werte r_i und r_e, so daß die Gleichung lautet:

$$M_{b_m} = \eta_h t_e \gamma H \int\limits_{r_i}^{r_e} \left(\frac{r}{r_e} - \frac{\eta_h r_e}{4\,u_e^2\, r}\right)(r - r_i)\frac{1}{\sin^2\varphi}\,d\,r.$$

Da, wie früher, die Verbindungslinie der Angriffspunkte der Elementarkräfte, ohne großen Fehler zu begehen, durch eine Gerade von der Länge b ersetzt werden darf, ist $\sin\varphi$ als konstant anzusehen und dehalb

$$M_{b_m} = \eta_h \frac{t_e \gamma H}{\sin^2\varphi} \int\limits_{r_i}^{r_e} \left(\frac{r}{r_e} - \frac{\eta_h}{4\,u_e^2}\frac{r_e}{r}\right)(r - r_i)\,d\,r.$$

Nach einigen Umformungen und wenn man noch $ln\,\frac{r_e}{r_i}$ durch das erste Glied der Reihe ersetzt, ergibt die Auswertung des Integrals:

$$M_{b_m} = \eta_h t_e \frac{r_e^2}{\sin^2\varphi}\left[\frac{1}{3} - \frac{1}{2}\frac{r_i}{r_e} + \frac{1}{6}\left(\frac{r_i}{r_e}\right)^3 - \frac{\eta_h}{4\,u_e^2}\,\frac{\left(1 - \frac{r_i}{r_e}\right)^2}{1 + \frac{r_i}{r_e}}\right]\gamma H. \tag{81}$$

Wie man ohne weiteres erkennt, werden die zwei letzten Glieder in der Klammer klein ausfallen; setzt man Zahlenwerte in den praktisch in Betracht kommenden Grenzen ein, so sieht man, daß sich diese beiden Glieder bis auf einen zumeist vernachlässigbar kleinen Wert aufheben. Gleichung 81 darf daher (wenn r_e groß ist gegenüber r_i) in der Form

$$M_{b_m} = \eta_h t_e \frac{r_e^2}{\sin^2\varphi}\left(\frac{1}{3} - \frac{1}{2}\frac{r_i}{r_e}\right)\gamma H \tag{82}$$

oder

$$M_{b_m} = \eta_h \frac{2\,\pi\, r_e^3}{z_s \sin^2\varphi}\left(\frac{1}{3} - \frac{1}{2}\frac{r_i}{r_e}\right)\gamma H = \eta_h \frac{\pi\, r_e^2}{z_s \sin^2\varphi}\left(\frac{2}{3} r_e - r_i\right)\gamma H \tag{82a}$$

benützt werden.

Ist $\varphi = 90^0$ (axiale Propeller- und Kaplanturbine), so wird

$$(82\,b) \qquad \varphi = 90^0 \quad \Big| \quad M_{b_m} = \eta_h \frac{\pi r_e^2}{z_2}\left(\frac{2}{3} r_e - r_i\right) \gamma H.$$

Ist $\varphi = 0$ (reine Radialturbine), so ist u unabhängig von b und man erhält aus Gl. 80 a

$$(82\,c) \quad \varphi = 0 \quad \Big| \quad M_{b_m} = \eta_h t_e \frac{b_e^2}{2}\left(1 - \frac{\eta_h}{4 u_e^2}\right) \gamma H = \eta_h \frac{t_e}{u_e} \frac{c_m}{l_m} l_a \frac{b_e^2}{2} \gamma H = \overline{\Delta p}\,(l_a b_e) \frac{b_e}{2} = \frac{P_m \cdot b_e}{2}.$$

Die gerechneten Werte (Gl. 81—82 b) sind für die dem senkrechten absoluten Austritt ($\alpha_2 = 90^0$) zugrunde liegenden Meridiangeschwindigkeiten $c_{m(n)}$ erhalten worden. Wird die Turbine weiter belastet bis zu einem Wert c_m, so ist das Ergebnis der Gleichungen 81—82 b mit dem Verhältnis $\frac{c_m}{c_{m(n)}}$ oder, was auf dasselbe hinauskommt, mit $\frac{q}{q_{(n)}}$ zu multiplizieren.

Ferner ist zu beachten, daß die durchgeführten Rechnungen nur bei Betriebsbedingungen in der Nähe von $\eta_{h_{max}}$ ausreichend genau sind; denn es ist regelmäßige, geordnete und stationäre Strömung vorausgesetzt worden. In Wirklichkeit treten dynamische Kräfte hinzu, deren Wirkung entweder durch Multiplikation des Ergebnisses mit einem Faktor etwas größer als 1 oder durch einen entsprechend niedrigen Ansatz der zulässigen Beanspruchung zu berücksichtigen ist.

Beanspruchung durch Zentrifugalkräfte.

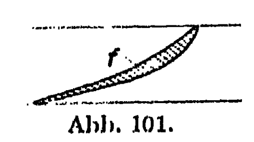


Abb. 101.

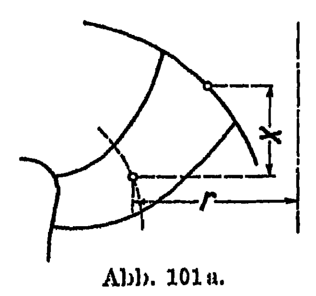


Abb. 101 a.

Außer den genannten Kräften wirkt die Zentrifugalkraft, die Zug- und Biegungsbeanspruchungen hervorruft.

Ist nach Abb. 101 und 101 a f der Flächeninhalt des Querschnittes der Schaufel an einer bestimmten Stelle, r der Abstand seines Schwerpunktes von der Achse, x der Abstand des Schwerpunktes des zu berechnenden Querschnittes (gewöhnlich der an der Nabe), so ist das Element der Zentrifugalkraft:

$$d C = \frac{\gamma_{sch}}{g} f\, d b \cdot r\, \omega^2.$$

(γ_{sch} = Gewicht der Volumseinheit des Schaufelmaterials). Die ganze Zentrifugalkraft vom inneren Radius r_i bis zum äußeren r_e gerechnet ist dann:

$$C = \frac{\gamma_{sch}}{g} \omega^2 \int_{r_i}^{r_e} (f \cdot r)\, d b.$$

Das Integral ist in bekannter Weise graphisch auszuwerten.

Das entsprechende Biegungsmoment stellt sich auf

$$(83) \qquad M_{b_0} = \frac{\gamma_{sch}}{g} \omega^2 \int_{r_i}^{r_e} (f \cdot r \cdot x)\, d b.$$

M_{b_c} ist proportional ω^2, also auch n^2; es verschwindet bei stillstehendem Rad und erreicht das Maximum, wenn die Turbine durchgeht. Die Durchgangsdrehzahl n_r ist durch Versuch zu bestimmen; sie entspricht ungefähr der Beziehung:

$$\frac{n_r}{n_{(n)}} = \frac{\left(\frac{n_s}{100}\right)^2}{5 + \left(\frac{n_s}{100}\right)^2} + 1{,}5. \tag{84}$$

$n_{(n)}$ bedeutet die zum höchsten Wirkungsgrad gehörige Drehzahl der in Frage kommenden Leitradstellung, d. h. in der Regel der ganz offenen. Das größte Biegungsmoment durch Zentrifugalkräfte stellt sich demnach auf:

$$\left.\begin{array}{l} n = n_r \\ N = 0 \end{array}\right| \quad M_{b_{c(\max)}} = \frac{\gamma_{sch}}{g}\,\omega^2_{(n)}\left(\frac{n_r}{n_{(n)}}\right)^2 \int\limits_{r_i}^{r_a} (f \cdot r \cdot x)\, d\, b. \tag{85}$$

Es ist gleich 0 für radial stehende Schaufeln (Axialrad, $x = 0$). Sind die Schaufeln innen höher angesetzt als außen, so wirken M_{b_m} und M_{b_c} einander entgegen.

Gesamtbeanspruchung.

Die drei Biegungsmomente M_{b_u}, M_{b_m} und M_{b_c} sind nun in bekannter Weise zusammenzusetzen; hieraus ergibt sich dann die größte Biegungsbeanspruchung σ_b; fügt man zu ihr die Zugspannung, hervorgerufen durch die Zentrifugalkraft, hinzu, so erhält man die größte Beanspruchung im betrachteten Querschnitt.

Bei der Ausrechnung der größten Biegungsbeanspruchung ist zu beachten, daß bei den üblichen Schaufelformen das Widerstandsmoment je nach Lage der Bezugsachse sehr verschieden ausfällt. Es ist gewöhnlich nicht schwer, die Lage der Achse des Kleinstwertes ausreichend genau zu schätzen; in der Regel (und ungünstigerweise) fällt sie nahezu mit der Richtung der resultierenden Biegungsachse zusammen, so daß die größte Beanspruchung sich annähernd auf

$$\sigma_b = \frac{M_b}{W_{b(\min)}}$$

stellt.

Wie schon aus den zugelassenen Vereinfachungen hervorgeht, hat die Schaufel außer den in Rechnung gezogenen noch weiteren Kräften und Momenten zu widerstehen, besonders Drehmomenten infolge exzentrischer Lage der Angriffskräfte. Die daherrührende Vergrößerung der Materialanstrengung ist jedoch in der Regel nicht erheblich.

§ 46. Die Festigkeit von Rädern mit Außenkranz.

Der die Schaufeln außen verbindende Kranz hat immer eine versteifende, also hinsichtlich der Festigkeit des Rades günstige Wirkung, nur ist das Maß dieses Einflusses sehr verschieden, einmal in Bezug auf die beiden Momente M_{b_u} und M_{b_m} und sodann je nach der Schaufelform und Schaufelneigung φ gegenüber der Achse.

Auf die Wirkung der Zentrifugalkräfte hat der Außenkranz keinen erheblichen Einfluß. Steht die Schaufel in Richtung des Radius (Axialrad), so wird die Zugbeanspruchung σ_z in den Schaufeln durch den Außenkranz vergrößert (das Moment M_{b_e} ist in diesem Fall null), wird die Schaufel mehr und mehr aufgebogen, so nimmt dieser ungünstige Einfluß immer mehr ab, wird bei einer bestimmten Form zu null und kehrt sich weiterhin ins Gegenteil um, d. h. der Außenkranz nimmt dann zum Teil die Zentrifugalkräfte der Schaufeln auf.

Die Rückwirkung auf die Biegungsmomente M_{b_u} und M_{b_m} soll durch Multiplikation der im vorigen Paragraphen gefundenen Werte mit Beiwerten $\varkappa_u$ und $\varkappa_m$ ausgedrückt werden, also

(86) $$M_{b_u(\text{Außenkr.})} = M_{b_u} \cdot \varkappa_u \quad \Big| \quad M_{b_m(\text{Außenkr.})} = M_{b_m} \cdot \varkappa_m.$$

Das Biegungsmoment M_{b_u} im Einspannquerschnitt der Nabenscheibe, das durch die Umfangskräfte hervorgerufen wird, erfährt durch den Außenkranz stets eine erhebliche Herabminderung. Der Außenkranz selbst kann zwar keine Umfangskräfte aufnehmen, denn er ist ja in deren Richtung nicht festgehalten; dagegen überträgt er auf die Schaufeln Biegungsmomente, die das Moment an der Nabenscheibe verkleinern. Wäre der Außenkranz ganz steif und die Einspannung vollkommen, so würde sich die Schaufel nach Abb. 103 statt nach Abb. 102 (ohne Außenkranz) durchbiegen, das Kranzmoment wäre dem Betrag nach gleich, dem Sinn nach entgegengesetzt dem Moment an der Nabenscheibe. Das letztere würde also auf die Hälfte von M_{b_u} herabgedrückt, $\varkappa_u$ hätte den Wert 0,5. In Wirklichkeit wird dieser von oben her nahezu erreicht bei eng gestellten Schaufelungen, während er sich bei großen Teilungen zwischen 0,5 und 1 bewegt, aber immerhin näher der unteren Grenze liegt. $\varkappa_u$ kann daher in der Regel je nach der Weite der Teilung im Verhältnis zur Schaufellänge zwischen 0,5 und 0,75 angenommen werden.

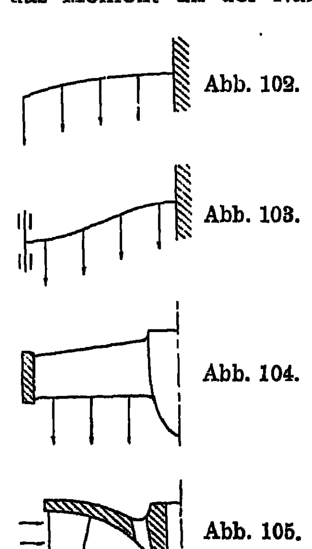


Abb. 102—105. Einfluß des Außenkranzes auf die Festigkeit der Schaufeln.

Auch das durch die meridianen Kräfte erzeugte Biegungsmoment M_{b_m} im Einspannquerschnitt der Schaufel wird durch den Außenkranz vermindert, nur schwankt der Grad der Einwirkung noch mehr, er ist in noch weiteren Grenzen von der Formgebung abhängig als bei M_{b_u}. Wir setzen zunächst eine rein radial gerichtete Schaufel nach Abb. 104 voraus. Diese ist gegenüber Kräften der genannten Art sehr steif, ihre Durchbiegung verhältnismäßig gering, wogegen sich der Außenkranz erheblich um den Mittelpunkt seines Querschnittes verdrehen läßt, bis höhere Beanspruchungen entstehen.

Der rein axiale Außenkranz wird daher die Schaufel nur schwach einzuspannen vermögen. Von den axial gerichteten Kräften kann er überhaupt nichts aufnehmen, so daß er unter den angenommenen Verhältnissen nur

wenig zur Verminderung der Biegungsbeanspruchung der Schaufel beiträgt, $\varkappa_m$ erreicht fast den Wert 1 und wird am besten auch so eingeführt.

$$\underset{\text{Außenkranz}}{\varphi = 90^0} \quad \Big| \quad \varkappa_m = 1.$$

Der zweite Grenzwert ist offensichtlich bei rein radialem Außenkranz (Abb. 105) zu erwarten. Zwar ist auch hier die Verdrehung des Kranzprofiles durch die deformierte Schaufel so gering, daß kein erheblich entlastendes Biegungsmoment entstehen kann; dagegen werden die nunmehr radial wirkenden Kräfte P_m, soweit sie auf den Außenkranz übertragen werden, von diesem ähnlich vollkommen aufgenommen, wie durch die Nabenscheibe, weil der Kranz durch sie nur auf Druck beansprucht wird. Wir haben es also mit dem Biegungsfall eines angenähert gleichmäßig belasteten, am einen Endquerschnitt eingespannten, am andern aufliegenden oder mit dem eines beidseitig aufliegenden Trägers zu tun.

Das größte Biegungsmoment hat beidemal den Wert

$$M_{b(\max)} = \frac{P \cdot b_e}{8}.$$

In Hinblick auf Gl. 82c ist also in Gl. 86 $\varkappa_m$ mit dem Wert $\frac{1}{4}$ einzusetzen.

$$\underset{\text{Außenkranz}}{\varphi = 0} \quad \Big| \quad \varkappa_m = \frac{1}{4}.$$

Die zwischen den beiden Grenzen $\varphi = 90^0$ und $\varphi = 0$ liegenden Fälle verlangen auch einen zwischen 1 und $\frac{1}{4}$ liegenden Wert von $\varkappa_m$, der für die hier in Frage stehenden Rechnungen genügend genau zu

$$\underset{\text{Außenkranz}}{0 \leq \varphi \leq 90^0} \quad \Big| \quad \varkappa_m = 1 - \frac{3}{4} \cos \varphi$$

angesetzt werden kann.

§ 47. Die Axialbelastung der einzelnen Schaufel und der Schaufelreihe des Rades.

Das eben gezeigte Verfahren zur Bestimmung des in einer Axialebene wirkenden Biegungsmomentes M_{b_m} enthält schon die Ansätze zur Berechnung der auf Schaufel und Rad wirkenden Axialkräfte. In Abb. 99 sei die strichpunktierte Linie die Angriffslinie der auf die elementaren Flächenstreifen $l\,d\,b$ wirkenden Kräfte. Deren meridiane Komponente ist, wie im § 45 gefunden wurde, gleich

$$d\,P_m = \eta_h \frac{t_e}{u_e} \frac{c_m}{l_m} l_u \gamma H \cdot d\,b,$$

deren axial gerichtete Komponente:

$$d\,P_a = d\,P_m \sin \varphi = \eta_h \frac{t_e}{u_e} \frac{c_m}{l_m} l_u \gamma H\, d\,b \sin \varphi.$$

Da

$$d\,b \cdot \sin \varphi = d\,r$$

ist, so wird

$$d\,P_a = \eta_h \frac{t_e}{u_e} \frac{c_m}{l_m} l_u \gamma H\, d\,r$$

und unter den gleichen Voraussetzungen wie früher ($c_{u_0} = 0$):

$$dP_a = \eta_h \frac{t_e}{u_e} \gamma H \left(u - \frac{\eta_h}{4u}\right) dr,$$

also

$$P_a = \eta_h t_e \gamma H \int_{r_i}^{r_e} \left(\frac{r}{r_e} - \frac{\eta_h}{4u_e^2} \frac{r_e}{r}\right) dr.$$

Das Integral ausgewertet und $ln \frac{r_e}{r_i}$ wieder durch das erste Glied der Reihe ersetzt, ergibt:

$$P_a = \eta_h t_e \frac{r_e}{2} \left[1 - \left(\frac{r_i}{r_e}\right)^2 - \frac{\eta_h}{u_e^2} \frac{1 - \frac{r_i}{r_e}}{1 + \frac{r_i}{r_e}}\right] \gamma H$$

$$P_a = \eta_h \frac{t_e}{2 r_e} (r_e^2 - r_i^2) \left[1 - \frac{\eta_h}{u_e^2} \frac{1}{\left(1 + \frac{r_i}{r_e}\right)^2}\right] \gamma H$$

(87) Belastung einer Schaufel

$$P_a = \frac{\pi (r_e^2 - r_i^2)}{z_2} \gamma H \cdot \eta_h \left[1 - \frac{\eta_h}{u_e^2} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{r_i}{r_e}\right)^2}\right].$$

z_2 ist die Schaufelzahl, $\pi (r_e^2 - r_i^2)$ die Fläche zwischen den Kreisen mit den Radien r_e und r_i, projiziert auf eine Ebene senkrecht zur Achse, η_h der hydraulische Wirkungsgrad bei senkrechtem Austritt ($c_{u_2} = 0$).

Die Axialreaktion des Wassers auf sämtliche Schaufeln des Rades wird

(88)

$$P_{a(\text{Rad})} = \pi (r_e^2 - r_i^2) \gamma H \cdot \eta_h \left[1 - \frac{\eta_h}{u_e^2} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{r_i}{r_e}\right)^2}\right].$$

Der Beiwert

$$\eta_h \left[1 - \frac{\eta_h}{u_e^2} \frac{1}{\left(1 + \frac{r_i}{r_e}\right)^2}\right],$$

mit dem der Gefällsdruck auf die Fläche $\pi \cdot (r_e^2 - r_i^2)$ multipliziert werden muß, damit der Axialdruck erhalten wird, stellt sich z. B. für die einem schnelllaufenden Propeller- oder Kaplanrad entsprechenden Annahmen:

$$\eta_h = 0{,}9; \quad u_e = 2; \quad \frac{r_i}{r_e} = \frac{1}{2}$$

auf 0,81.

Bezüglich Gleichung 88 gilt übrigens das Nämliche wie für die Gleichungen 81—82c; auch sie ist unter der Annahme geordneter stationärer Strömung und der weiteren, daß $c_m \frac{l_u}{l_m}$ durch $\left(u - \frac{\eta_h}{4u}\right)$ ersetzt werden darf, erhalten. Abweichungen von diesen Voraussetzungen, wie sie in Wirklichkeit vorhanden sein werden, können die größte Kraft gegenüber dem Ergebnis von Gleichung 88 noch um einen gewissen Betrag steigern; um für die Spurzapfenbelastung sicher zu gehen, wird man diesen Zuschlag mit 10% veranschlagen dürfen, in besonderen Fällen auch noch mit etwas mehr.

Um die ganze Axialbelastung der Welle zu erhalten, sind dem eben gefundenen Ergebnis noch die Kräfte auf Kranz und Nabenscheibe, bei stehender Welle auch die Gewichte der auf ihr angebrachten Teile und äußere axial wirkende Kräfte (Zahndruck) zuzuschlagen.

§ 48. Spaltverlust und Axialschub[1] durch Spaltwasser.

Wie im I. Teil ausgeführt wurde, hat man mit einem Spaltverlust zu rechnen, weil stets ein kleiner Teil des aus dem Leitrad austretenden Wassers durch die Spalte zwischen diesem und dem Laufrad, um das letztere herum, in das Saugrohr gelangt, ohne im Rad selbst gearbeitet zu haben. Diese »Spaltwassermenge« Q_{sp} stellt also einen Verlust dar von der verhältnismäßigen Größe $\frac{Q_{sp}}{Q}$. Seinen Einfluß auf den Gesamtwirkungsgrad der Turbine umschreibt die dem I. Teil entnommene Gleichung

$$\eta = \eta_h \left(1 - v_{sp} \frac{Q_n}{Q}\right) - v_m \frac{Q_n}{Q} \frac{n}{n_{(n)}},$$

worin v_{sp} das obige Verhältnis für die Wassermenge Q_n der Turbine bei voller Öffnung des Leitrades, Q die Wassermenge bei irgend einer Öffnung bedeutet. Der Beziehung liegt allerdings die Annahme zugrunde, daß der absolute Betrag der Spaltwassermenge unabhängig von der Stellung der Leitschaufeln sei, was, wie Gleichung 95 zeigt, wegen der Veränderlichkeit von c_ϱ^2 nicht ganz zutrifft.

Der Konstrukteur hat natürlich mit allen Mitteln auf eine Verkleinerung des Spaltverlustes hinzuwirken.

Die zahlenmäßige Größe des prozentualen Verlustes kann erst nach Bestimmung der Druckverteilung im Raum zwischen Rad und Leitraddeckel erfolgen; um diese zu erhalten, sind zunächst einige rechnerische Grundlagen zu schaffen.

a) Der Druck im Wasser zwischen Rad und Deckel.

Aus Abb. 106 ist ersichtlich, daß die Hauptmenge des Wassers aus dem Leitrad kommend das Laufrad durchfließt und auf diesem Wege das Saugrohr erreicht, während ein Teil zwischen Laufrad und Leitraddeckel und schließlich durch Löcher in der Nabenscheibe ins Saugrohr tritt, ein weiterer zwischen Laufradkranz und Leitraduntersatz durchgeht und durch den Saugrohrspalt (Radius $r'' = r'''$) ins Saugrohr gelangt. Alle drei Wege beginnen demnach im Raum zwischen Leit- und Laufschaufel und endigen im ersten Querschnitt des Saugrohres; wir dürfen annehmen, daß Anfangs- und Enddruck bei allen dreien je gleich seien. Die Druckdifferenz zwischen Anfang und Ende stellt sich bei einem durch das Rad fließenden Teilchen nach früherem auf

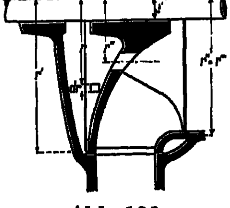


Abb. 106.

$$p_\varrho = \gamma H_\varrho = c_\varrho^2 \gamma H = (c_i^2 - c_o^2) \gamma H.$$

Sie muß daher diesen selben Wert auch für die beiden Seitenwege aufweisen, und anderseits gleich sein der Summe der Druckabfälle, die auf diesen Wegen entstehen. Dies gibt uns die Grundlage zur Berechnung der ganzen Druckverteilung.

Vom Leitrad herkommend haben die später durch den ersten Spalt (zwischen Leitrad und Laufradkranz) durchtretenden Wasserteilchen eine spe-

[1] Siehe auch: Kobes, Studien über den Druck auf den Spurzapfen der Reaktionsturbinen und Kreiselpumpen. 1906.

zifische Umfangsgeschwindigkeit c_u, die in der Regel gleich c_{u0} angenommen werden darf. Sie verlieren beim Eintritt in den Spalt (s. Abb. 106) ihre Meridian- oder Radialgeschwindigkeit und treten durch den Spalt hindurch mit einer neu zu erzeugenden spezifischen Axialgeschwindigkeit, die wir, um Verwechslungen mit den Geschwindigkeiten im Rad zu vermeiden, mit v'_m bezeichnen wollen. Die Gefällshöhe $v'^2_m H$ bedeutet und bewirkt daher den ersten Druckabfall. Außerdem wird durch Wandreibung und Kontraktion ein Teil Druckhöhe aufgezehrt, die wir mit $\zeta' v'^2_m H$ in Rechnung setzen wollen, so daß der gesamte Druckabfall im ersten Spalt sich auf $(1+\zeta') v'^2_m \gamma H$ stellt. Ganz entsprechende Verhältnisse finden sich beim Durchtritt durch den **zweiten** Spalt (zwischen Laufrad und Saugrohr oder durch die Nabenlöcher) mit der Geschwindigkeit v''_m. Der Druckabfall beträgt dort $(1+\zeta'') v''^2_m \gamma H$. Durch Einführung der Durchflußflächen f' für den ersten, f'' für den zweiten Spalt und Eliminierung der Geschwindigkeit v'_m ergibt sich als Summe der beiden Druckabfälle der Betrag

$$\left[(1+\zeta')\left(\frac{f''}{f'}\right)^2 + 1 + \zeta''\right] v''^2_m \gamma H \qquad [\zeta' \sim \zeta'' \sim 1].$$

Zwischen dem Austritt aus dem ersten und dem Eintritt in den zweiten Spalt tritt ein weiterer Druckabfall ein, der jedoch ganz anderer Herkunft und anderen Charakters ist. Wie schon erwähnt, fließt das Wasser mit einer bestimmten Umfangskomponente behaftet, also auf Schraubenlinien durch den ersten Spalt durch und befindet sich daher zwischen Rad und Deckel schon aus diesem Grunde in ständiger Drehung. Infolgedessen übertragen hier die Wasserteilchen Zentrifugalkräfte aufeinander, die, wie ohne weiteres einzusehen, einen Druckanstieg in radialer Richtung bewirken müssen. Ist v_u die spezifische Umfangskomponente des Spaltwassers auf den Radius r, so ist die Zentrifugalkraft eines elementaren Massenteilchens von der Grundfläche 1 und der radialen Höhe dr gleich

$$dZ = \frac{\gamma}{g} \cdot 1 \cdot dr \frac{v_u^2}{r} 2gH = dp.$$

Unter den gemachten Annahmen ist dZ unmittelbar gleich der elementaren Druckzunahme dp. Der Verlauf des Druckes p kann mit Hilfe dieser Beziehung erst dann gefunden werden, wenn wir v_u in Funktion von r kennen. Es darf nicht verschwiegen werden, daß hier der schwache Punkt **jeder** Berechnung des fraglichen Druckverlaufes liegt. Ein Vergleich der verschiedenen extremen Möglichkeiten läßt dies sofort erkennen.

Nehmen wir an, daß das Wasserteilchen beim Durchtritt durch den ersten Spalt nichts von seiner Umfangsgeschwindigkeit eingebüßt habe und setzen wir voraus, daß das Gleiche in dem Rotationshohlraum zwischen dem ersten und dem zweiten Spalt zutreffe (vollkommene Flüssigkeit), so wird v_u umgekehrt proportional dem Radius zunehmen und geschrieben werden können in der Form

$$v_u = \frac{v'_u r'}{r}.$$

Setzen wir andererseits sehr große Wandreibung an den Begrenzungen des Rades und der Leitradteile voraus, so wird ein in der Mitte zwischen beiden

strömendes Teilchen etwa mit der halben Radgeschwindigkeit in der Umfangsrichtung fließen. Es wäre dann

$$v_u = \frac{1}{2} u_1 \frac{r}{r_1}.$$

Die Wirklichkeit wird sich zwischen den beiden Grenzmöglichkeiten halten. Je glatter die Flächen sind, je weiter der Rotationshohlraum zwischen den Spalten geformt ist, desto mehr wird die erste Annahme erfüllt sein. Je enger die Spalte, je enger der vorerwähnte Rotationshohlraum, desto mehr wird sich die Wirklichkeit der zweiten Annahme nähern. Dies trifft besonders für eine Ausbildung zu, wie sie heute bei Francisturbinen kleiner spezifischer Drehzahl und hohem Gefälle beliebt ist und nach der sich der Deckel mit kleinem Abstand überall an das Rad anschmiegt und der Hauptteil des Spaltwassers außerhalb dieses engen Raumes radial abgeführt wird.

Ohne die Unsicherheiten der physikalischen Voraussetzungen verkennen zu wollen, legen wir den nachfolgenden Rechnungen einmal die zweite Annahme zugrunde, nach der das Wasser im Raum zwischen Leit- und Laufrad mit der halben Umfangsgeschwindigkeit des Rades, also mit $\frac{u}{2}$ strömt. Es wird dann

$$d\,p = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{d\,r}{r} \cdot \frac{u_1^2}{4 \cdot r_1^2} \cdot r^2 \cdot 2\,g\,H = \frac{1}{2}\,\gamma\,H \cdot \frac{u_1^2}{r_1^2}\,r\,d\,r$$

und nach Integration zwischen den Grenzen r' und r'':

$$p' - p'' = \frac{u_1^2}{4}\,\frac{r'^2 - r''^2}{r_1^2}\,\gamma\,H. \tag{89}$$

Hiezu tritt noch der schon früher ermittelte Druckabfall in den Spalten selbst; man erhält:

$$c_g^2 \cdot \gamma\,H = \left[(1 + \zeta')\left(\frac{f''}{f'}\right)^2 + 1 + \zeta''\right] v''^2_m\,\gamma\,H + \frac{u_1^2}{4}\,\frac{r'^2 - r''^2}{r_1^2}\,\gamma\,H$$

und hieraus

$$v''^2_m = \frac{c_g^2 - \frac{u_1^2}{4}\,\frac{r'^2 - r''^2}{r_1^2}}{(1 + \zeta')\left(\frac{f''}{f'}\right)^2 + 1 + \zeta''}. \tag{90}$$

Bevor wir auf die Bestimmung des Spaltverlustes übergehen, sei gleich noch die Rechnungsgrundlage für die Bestimmung des Axialschubes vorweggenommen. Wir betrachten (Abb. 106) einen elementaren Kreisring um die Achse von der Breite $d\,r$ und bestimmen seine auf den Radboden axial übertragene Kraft. Für einen beliebigen Radius ist nach Gl. 89:

$$p = \frac{u_1^2}{4} \cdot \frac{r^2 - r''^2}{r_1^2}\,\gamma\,H + p''.$$

Bezeichnen wir den Druck im ersten Saugrohrquerschnitt mit p_s, so stellt sich der Druck vor dem zweiten Spalt, dem Saugrohrspalt, auf

$$p'' = (1 + \zeta'')\,v''^2_m\,\gamma\,H + p_s$$

und es ist also:

$$p = \left[\frac{1}{4}\,\frac{u_1^2}{r_1^2}\,(r^2 - r''^2) + (1 + \zeta'')\,v''^2_m\right] \gamma\,H + p_s. \tag{91}$$

Die Kraft selbst ist dann:

$$d\,P_a = 2\,\pi\,r\,d\,r \cdot p.$$

oder unter Benützung von Gleichung 91

$$d P_a = 2\pi \left\{ \frac{u_1^2}{4 r_1^2} \gamma H r^3 d r + \gamma H [(1+\zeta'') v''^2_m + \frac{p_s}{\gamma H} - \frac{u_1^2}{4 r_1^2} r''^2] r d r \right\}$$

und zwischen r''' (innen) und r' (außen) integriert

$$(92) \quad P_a = \gamma H \pi (r'^2 - r'''^2) \left[\frac{u_1^2}{r_1^2} \left(\frac{r'^2 + r'''^2}{8} - \frac{r''^2}{4} \right) + (1+\zeta'') v''^2_m + \frac{p_s}{\gamma H} \right].$$

Hiebei ist als innere Integrationsgrenze nicht der Radius des Abflusses nach dem Saugrohr r'', sondern allgemein ein anderer Wert angenommen, weil sich z. B. der Radboden von den Nabenlöchern an noch weiter einwärts bis r''' erstrecken kann. Wird die Gleichung zur Bestimmung der Kraft auf den Außenkranz verwendet, so ist dort r''' gleich r'' zu setzen; es wird dann

$$\underset{r'''=r''}{(93)} \quad P_a = \gamma H \pi (r'^2 - r''^2) \left[\frac{u_1^2}{r_1^2} \left(\frac{r'^2 - r''^2}{8} \right) + (1+\zeta'') v''^2_m + \frac{p_s}{\gamma H} \right]$$

In den Gleichungen 92 und 93 entspricht das vor der eckigen Klammer stehende Produkt $\pi (r'^2 - r'''^2) \gamma H$, bzw. $\pi (r'^2 - r''^2) \gamma H$ der Kraft, den der ganze Gefällsdruck auf die betrachtete Fläche ausüben würde; der Ausdruck in der eckigen Klammer bedeutet also den Beiwert, mit dem die Kraft des ganzen Gefällsdruckes auf die Fläche multipliziert werden muß, um die tatsächliche Kraft P_a zu erhalten.

b) Der Spaltverlust.

Auf Grund der vorstehenden Unterlagen kann nun die Wassermenge bestimmt werden, die auf der einen und anderen Seite des Laufrades an diesem vorbei zum Saugrohr gelangt. Infolge des Druckunterschiedes $p'' - p_s$ entsteht im zweiten Spalt eine Geschwindigkeit von der Größe

$$v_m'' \sqrt{2 g H} = \sqrt{\frac{2 g}{1+\zeta''} \frac{p'' - p_s}{\gamma}}.$$

Bezeichnet man mit ψ das Verhältnis der zweiten Spaltfläche z. B. $2 \pi r \cdot a_s$ (a_s Spaltweite) zu der Eintrittsfläche des Laufrades $\pi D_1 b_1$, so ergibt sich die durch einen Spalt fließende Wassermenge zu

$$Q_{sp(a)} = \pi D_1 b_1 \psi \cdot v_m'' \sqrt{2 g H} = \psi \pi D_1 b_1 \sqrt{2 g H} \sqrt{\frac{c_i^2 - \frac{u_1^2}{4} \frac{r'^2 - r''^2}{r_1^2}}{(1+\zeta') \left(\frac{f''}{f'}\right)^2 + 1 + \zeta''}},$$

ihr Verhältnis zur Gesamtwassermenge, also der Spaltverlust auf einer Seite des Rades zu

$$\underset{\text{Radseite } a}{} \left(\frac{Q_{sp}}{Q} \right)_a = \frac{Q_{sp(a)}}{\pi D_1 b_1 c_{m_1} \sqrt{2 g H}} = \frac{\psi}{c_{m_1}} \sqrt{\frac{c_i^2 - \frac{u_1^2}{4} \frac{r'^2 - r''^2}{r_1^2}}{(1+\zeta') \left(\frac{f''}{f'}\right)^2 + 1 + \zeta''}}$$

und der ganze Verlust als Summe der Verluste auf beiden Seiten zu

$$\underset{\text{Beide Radseiten}}{(94)} \quad v_{sp} = \left[\frac{\psi}{c_{m_1}} \sqrt{\frac{c_i^2 - \frac{u_1^2}{4} \frac{r'^2 - r''^2}{r_1^2}}{(1+\zeta') \left(\frac{f''}{f'}\right)^2 + 1 + \zeta''}} \right]_{(a)} + \left[\frac{\psi}{c_{m_1}} \sqrt{\frac{c_i^2 - \frac{u_1^2}{4} \frac{r'^2 - r''^2}{r_1^2}}{(1+\zeta') \left(\frac{f''}{f'}\right)^2 + 1 + \zeta''}} \right]_{(b)}.$$

Hat jeder der zweiten (inneren) Spalte die Form eines Kreisringes vom Durchmesser D'' und je eine Weite von der Größe a''_s, so wird der Spaltverlust

(95) | Radseiten a und b gleich ausgebildet |

$$v_{sp} = 2\,\frac{D''\cdot a''_s}{D_1\,b_1}\cdot\frac{1}{c_{m_1}}\sqrt{\frac{c_\varrho^2 - \frac{u_1^2}{4}\,\frac{r'^2 - r''^2}{r_1^2}}{(1+\zeta')\left(\frac{f''}{f'}\right)^2 + 1 + \zeta''}}.$$

Die Spaltweite kann etwa zu

$$a_s'' = \frac{D_1}{2500} + 0{,}4\,\text{mm}$$

oder noch etwas gröber zu

$$a_s'' = \frac{D_1}{1000}$$

angenommen werden. Setzt man den letzteren Wert in die Gleichung ein, so ergibt sich der Spaltverlust für zwei glatte Kreisspalte und unter den weiteren, für ein Rad von etwa $n_s = 65$ passenden Annahmen, daß $f' = 2\,f''$, $\zeta' = \zeta'' = 1$, $\frac{D''}{D_1} = \frac{1}{2}$, $b_1 = \frac{D_1}{15}$, $c_{m_1} = 0{,}15$, ferner daß die Drehgeschwindigkeit des Spaltwassers gleich der Hälfte der Radgeschwindigkeit an der betreffenden Stelle sei, zu

$$v_{sp} = 2\cdot\frac{1}{2}\cdot\frac{15}{1000}\,\frac{1}{0{,}15}\sqrt{\frac{0{,}46 - \frac{0{,}44}{4}\,\frac{1-\frac{1}{4}}{1}}{(1+1)\,\frac{1}{4} + 1 + 1}} = 0{,}04 = 4\,\%.$$

Wie man aus den erhaltenen Gleichungen ersieht, ist der Spaltverlust unter sonst gleichen Umständen umso größer, je kleiner die spezifische Drehzahl der Turbine ist (c_{m_1} klein, ψ groß). Der obige Zahlenwert von 4% wurde schon unter Annahme eines (für mittelgroße und kleine Räder) ziemlich engen Spaltes erhalten; häufig wird die Spaltweite schon im neuen Zustand der Turbine größer, der Spaltverlust höher sein; im Betrieb erweitert er sich um so rascher, je höher der Sandgehalt des Wassers und je größer die Durchfluß- und Umfangsgeschwindigkeiten sind (hohes Gefälle). Bei Turbinen kleiner spezifischer Drehzahl bewirkt er, wie der erhaltene Zahlenwert zeigt, schon eine sehr merkliche Beeinträchtigung des Wirkungsgrades; man wird daher den Spaltverlust durch Anwendung gestaffelter und Labyrinthspalte (Abb. 112) zu verkleinern suchen. In den Gleichungen 94 und 95 kann für jede Labyrinthstufe ζ'' mit dem für einen glatten Spalt angegebenen Wert von rund 1 eingesetzt werden. Leider wirkt das Mittel nicht sehr rasch, weil ζ'' in den Gleichungen 94 und 95 nur als ein Summand einer Summe erscheint und unter dem Wurzelzeichen steht.

Besonders zu beachten ist, daß in dem Ausdruck für den Spaltverlust c_{m_1} im Nenner erscheint, der Verlust ist daher fast umgekehrt proportional der Wassermenge einer Turbine, steigt also fast auf das Doppelte an, wenn das Leitrad bis auf halbe Wassermenge schließt.

Auf einen Vorteil, den der Spaltverlust auf der Saugseite des Rades bietet, sei noch kurz hingewiesen. Ackeret[1] hat gezeigt, daß sich ein Strahl einer gekrümmten Oberfläche viel besser und mit weniger Verlust anlegt, wenn die Grenzschicht abgesaugt wird. Der erste Spalt, an richtiger Stelle der Meridiankrümmung angebracht, kann die gleiche Wirkung haben.

---

[1] Ackeret, Grenzschichtabsaugung, V.D.I.-Zeitschr. 1926, Heft 35, S. 1153.

c) Der Axialschub durch Spaltwasser.

Der Axialschub auf einer Seite des Laufrades ist durch Gleichung 92, bzw. 93 gegeben. Um gleich einen Begriff von den tatsächlich auftretenden Werten zu erhalten, rechnen wir diese Axialkraft einmal für eine Turbine von folgenden Daten und Abmessungen aus:

Gefälle	100 m	Eintrittsdurchmesser . .	1000 mm
Spaltweite	1 mm	Durchmesser D'' . . .	500 mm

$$c_{\varrho}^2 = 0{,}46, \qquad c_{m1} = 0{,}2, \qquad u_1 = 0{,}66.$$

$$\varrho' = 2\varrho'' = r_1 = \frac{D_1}{2} \quad \Big| \quad p_s = 0 \quad \text{[Nullpunkt]}$$

$$\zeta' = \zeta'' = 1; \quad \Big| \quad f' = 2f''.$$

Setzt man diese Werte in Gl. 93 und 90 ein, so ergibt sich die Axialkraft auf eine Laufradseite zu

$$P_a = 100\,000 \cdot \pi \left(\frac{1 - \frac{1}{4}}{4}\right)\left[0{,}66^2 \frac{\frac{1-\frac{1}{4}}{\frac{1}{8}}}{} + (1+1)\frac{0{,}46 - \frac{0{,}66^2}{4} \cdot \frac{1-\frac{1}{4}}{1}}{(1+1)\frac{1}{4} + 1 + 1}\right]$$

$$P_a = 20\,000 \text{ kg}.$$

Dies ist rund $\frac{1}{3}$ des dem ganzen Gefälle entsprechenden Druckes, schon viel zu groß, um noch durch gewöhnliche Wellenbunde und ein sogenanntes geschlossenes Lager aufgenommen zu werden; selbst die Aufnahme der Kraft durch ein Spurlager kann zu Schwierigkeiten führen. Es muß also unbedingt dafür gesorgt werden, daß eine Gegenkraft auftritt, die die erstere bis auf einen kleinen Rest aufhebt. Ist die zuerst ausgerechnete Kraft z. B. für die Deckelseite bestimmt worden, so kann als Gegenkraft der Axialschub auf den Außenkranz des Laufrades, also auf die Saugseite herangezogen werden. Da hier die Fläche in der Regel kleiner ist, als die auf der Deckelseite, so muß der spezifische Druck umso größer sein; es wird also unter Umständen der erste Spalt gleich oder etwas weiter als auf der Deckelseite, der zweite enger, der Spaltquerschnitt kleiner gemacht werden müssen, als der entsprechende auf der Deckelseite. Bedingung für die Anwendbarkeit dieses Ausgleichsmittels ist das Vorhandensein einer genügend großen Fläche auf der Saugrohrseite. Diese Voraussetzung trifft nur bei Rädern von spezifischen Drehzahlen unter 100 bis 120 zu. Bei höheren spezifischen Drehzahlen müßte der erste Spalt schon künstlich auf größeren als den normal sich ergebenden Achsenabstand gesetzt werden, bis der beschriebene Kraftausgleich ermöglicht würde.

Wie schon mehrfach erwähnt, sind die Rechnungsgrundlagen für eine genaue zahlenmäßige Bestimmung der Kräfte nicht ausreichend, umso weniger, als schon eine Verschiebung des Rades um Bruchteile eines Millimeters und damit entsprechende Veränderung der Spaltweite den Betrag der Kräfte in weiten Grenzen ändern kann. Will man also vor Überraschungen hinsichtlich der Axialbelastung der Lager gesichert sein, so bleibt nichts anderes übrig, als entweder einen automatischen Ausgleich zu ermöglichen, oder ein genügend starkes Spurlager anzuordnen. Bei Turbinen niedriger spezifischer Drehzahl ist die erstgenannte Lösung leicht zu verwirklichen. Man braucht die Spalte nur so anzuordnen, daß bei einer kleinen Verschiebung des Laufrades gegen

das Saugrohr der zweite Spalt auf der Saugseite sich verengt, während der erste gleich bleibt oder sich sogar erweitert und daß auf der Gegenseite das Umgekehrte stattfindet. Diese Bedingungen werden erfüllt, wenn die zweiten Spalte eben, die ersten zylindrisch oder, wenn eben, so angeordnet werden, daß sie sich verhältnismäßig langsamer ändern als die zweiten Spalte

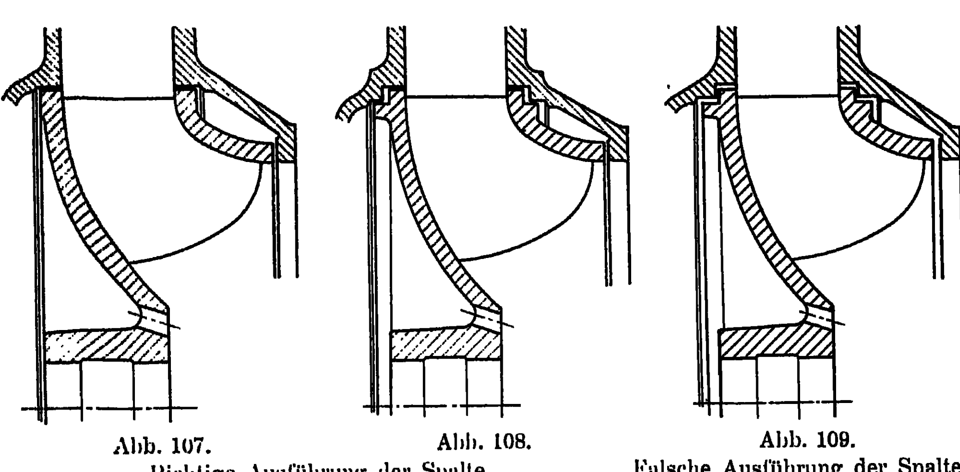


Abb. 107. Abb. 108.
Richtige Ausführung der Spalte.

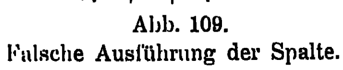


Abb. 109.
Falsche Ausführung der Spalte.

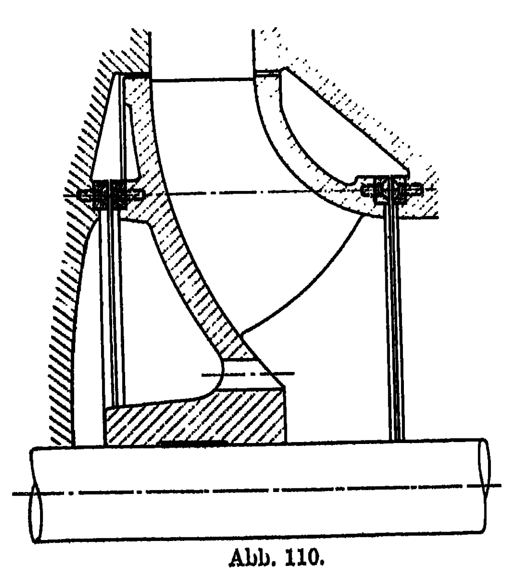


Abb. 110.

Abb. 111.
Abb. 110 und 111. Räder mit Gegenspalt, Spaltringe auswechselbar; Abb. 111 besser, weil Spaltlänge größer.

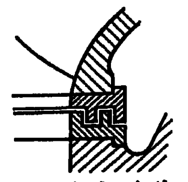


Abb. 112. Labyrinthspalt.

(s. Abb. 107 und 108). Bei Labyrinthspalten (s. Abb. 112) werden aus dem gleichen Grunde die Spaltweiten in den ebenen Partien häufig kleiner gehalten als in den zylindrischen.

Ausgeführt wie soeben beschrieben, bewirken die Spalte eine stabile Gleichgewichtslage des Rades, so zwar, daß durch kleine Verschiebungen in der einen oder anderen axialen Richtung sofort Gegenkräfte wachgerufen werden, die das Rad wieder zurück zu stellen versuchen. Rein zylindrische Spalte würden dem indifferenten Gleichgewicht entsprechende Spalte, die so

angeordnet sind, daß bei einer Verschiebung nach dem Saugrohr zu der erste Spalt der Saugrohrseite sich rascher verengt als der zweite (Abb. 109) entsprächen dem labilen Gleichgewicht. Selbstverständlich wird stets die zuerst angegebene Lösung, welche stabile Lage ergibt, ausgeführt. Man hat in solchen Fällen versuchsweise die axiale Lagerung schon vollständig entfernt, ohne daß Nachteile im Betrieb aufgetreten wären, wie sie sich bei den beiden anderen Lösungen unfehlbar zeigen würden.

Einerseits um den Spaltverlust weiter zu verkleinern, andererseits um den Ausgleich des Axialschubes zu fördern, wird vielfach auch auf der Deckelseite, vor den Nabenlöchern noch ein Gegenspalt nach Abb. 110 angeordnet.

Bei vertikaler Welle ist es günstig, wenn man einen nach oben gerichteten Axialschub zur Entlastung des Spurlagers erhält. Man hat dazu nur auf der unteren, der Saugrohrseite den ersten Spalt weit, den zweiten eng und auf der oberen, der Deckelseite, das Umgekehrte anzuordnen, also große Nabenlöcher oder noch besser Ableitung des Spaltwassers im Saugrohr durch eine besondere, auf möglichst großem Radius r'' (Gleichung 93!) mündende Leitung vorzusehen.

Der Vollständigkeit halber sind hier noch zwei Punkte kurz zu erwähnen:

Wie aus den zur Bestimmung des Axialschubes dienenden Gleichungen 92 und 93 hervorgeht, würde sich der Ausgleich des Axialschubes leichter und empfindlicher gestalten, wenn die Wirkung der Rotation des Wasserkörpers zwischen Laufrad und festen Teilen ganz aufgehoben würde. Aus dieser Anschauung heraus hat man früher, besonders auf der Deckelseite, Rippen am festen Teil angebracht, die das Wasser an der Drehung verhindern sollten. Einesteils kann auch durch diese Elemente ein völliger Ausgleich der Kräfte auf beiden Seiten nicht bewirkt werden (da in Gleichung 93 nur $u_1 \sim 0$), wenn die Spaltflächen nicht im richtigen Verhältnis zueinander stehen und anderseits sind mit den Rippen oft zwei fühlbare Nachteile verbunden: Anfressungen am Deckel infolge der sich bildenden Wirbel und sodann unnütze Vernichtung der wenn auch nicht sehr großen Energie des aus dem ersten Spalt noch mit einer merklichen Umfangskomponente austretenden Wassers. Die Rippen (Abb. 188) werden daher in neuerer Zeit von den meisten Firmen wieder weggelassen.

Als letzter Punkt ist noch eine weitere Axialkraft zu erwähnen, die unter Umständen zu den bis jetzt besprochenen Kräften hinzu kommt: Die Wirkung der Umlenkung des Wassers vom Leitrad zum Saugrohr, d. h. von der radialen in die axiale Richtung. Der Gesamtbetrag dieser Kraft ergibt sich, wenn man die Hauptgleichung diesem Sonderfall anpaßt, ohne weiteres zu

$$P_{(c_s)} = 2\,\gamma\,q\,H\,c_s = 2\,F_s\,c_s^2\,\gamma\,H,$$

worin q die sogenannte spezifische Wassermenge, also den Ausdruck $\frac{Q}{\sqrt{2\,g\,H}}$ und F_s die Fläche $\perp c_s$ bedeuten. Der Betrag selbst ist also leicht und genau zu bestimmen; die Frage ist nur die, ob und in wie weit die Kraft **auf das Laufrad** wirkt. Bei Rädern höherer spezifischer Drehzahl mit teilweiser oder ganzer Umlenkung vor dem Laufradeintritt, also durch feststehende Leitradteile, wirkt die Kraft zum größten Teil unmittelbar auf diese letzteren

und nicht auf das Rad und selbst in Fällen, in denen die ganze Umlenkung durch die Nabenscheibe des Laufrades erfolgt, wirkt nur ein Teil endgültig auf dieses, weil sich die Nabenlöcher gewöhnlich noch in der Zone der Umlenkung befinden (s. Abb. 106), sich dann die Erhöhung gegenüber dem Mittelwert des Saugrohrdruckes durch die Löcher in den Raum zwischen Deckel und Rad fortpflanzt und damit das letztere wieder in umgekehrtem Sinn belastet. Übrigens ist der Gesamtbetrag der hier in Frage stehenden Kraft gewöhnlich erheblich kleiner als der Axialschub durch das Spaltwasser, so daß sie durch eine kleine Verstellung des Laufrades und damit der Spalte sofort ausgeglichen wird. Eine weitergehende Erörterung erübrigt sich also.

§ 49. Die konstruktive Ausbildung des Laufrades.

a) Art und Abmessungen der Schaufeln.

Wie aus dem früheren hervorgeht, übernehmen zunächst die Schaufeln die Kräfte, die das Wasser auf das Laufrad überträgt und deren Umfangskomponenten das Drehmoment an der Welle ergeben. Die Schaufeln haben dieser Kräftewirkung zu widerstehen. Als gefährliche Querschnitte sind in der Regel die Einspannquerschnitte in Außenkranz und Laufradboden zu betrachten Die nötigen Anhaltspunkte zur Berechnung der Schaufel an diesen Stellen sind in den § 45 und 46 enthalten; sie genügen zumeist zur Feststellung der Materialbeanspruchung mit jener Genauigkeit, die für die Bestimmung der Abmessungen notwendig erscheint.

Bei eingegossenen Stahlblechschaufeln interessiert noch die Verbindung der letzteren mit dem Kranz. Die Übertragung der Kräfte und Momente ist

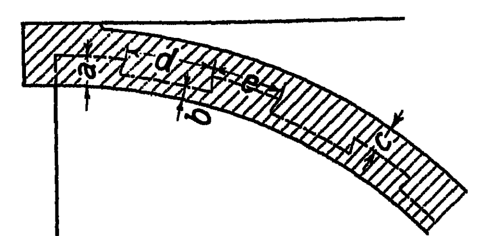


Abb. 113. Eingußtiefe und Formgebung bei Blechschaufeln.

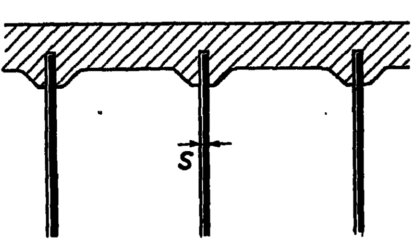


Abb. 114. Einguß von Blechschaufeln bei schwachem Kranz.

natürlich nur gewährleistet, wenn die Schaufel vollständig fest mit dem Kranz verbunden ist. Dazu ist notwendig, daß die Verbindung zwischen Blech- und Gußmaterial eine möglichst innige sei, und daß das Blech zur sicheren Einspannung um einen gewissen, nicht zu kleinen Betrag in das Gußmaterial hineinreiche. Zur Sicherung des erstgenannten Punktes werden die einzugießenden Stellen der Blechschaufel zuerst gereinigt und dann verzinnt; auch ist die ganze Form samt eingebetteten Schaufeln vor dem Guß genügend vorzuwärmen. Um die Berührungsfläche zu vergrößern und den Schaufeln in der Richtung der Eingußnute mehr Halt zu geben, werden die einzugießenden Ränder gewöhnlich noch gelocht oder mit ausgestanzten Nuten versehen.

Die Eingußtiefe ist rechnerisch schwer zu bestimmen. Camerer[1] und Honold[2] machen hiefür und für die verbleibende Kranzstärke in Abb. 113 folgende Angaben:

	a	b	c	d	e	
Camerer . . .	3,5	1,5	2,5			$\cdot s_2$
Honold	2,5—4	1—1,5	2—3	7	5	$\cdot s_2$

s_2 = Blechstärke der Schaufeln.

Der Kranz wird ziemlich stark, selbst bei kleinen Rädern $28 \div 30$ mm. Um hier etwas zu gewinnen, wird er oft nach Abb. 114, also zwischen den Schaufeln verschwächt, ausgeführt.

b) Die Herstellung von Rädern mit gegossenen Schaufeln.

Die gegossene Schaufel wird durch Kerne, die zwischen sich den entsprechenden Raum frei lassen, erhalten. Der Konstrukteur hat der Werkstätte also Form und Abmessungen der Kernbüchse zu geben. Da die Schnittlinien der Schaufel mit den zur Achse senkrechten Ebenen nicht durch Maße festgelegt werden können, sondern in der Zeichnung unmittelbar abgegriffen werden müssen, ist die Zeichnung selbst im einfachen oder doppelten Schwindmaß des in Betracht kommenden Materiales auszuführen, je nachdem eine Kernbüchse aus Holz, oder ein Abguß derselben (erstmaliges Schwinden) zur Herstellung der Kerne benützt wird. Zur sicheren Lagerung in der Form sind die letzteren an der Eintritts- und an der Austrittsstelle des Schaufelkanales mit ausreichend großen, durch Drehflächen um die Achse begrenzten Kernlagern zu versehen (auf Taf. I in Abb. 3 angegeben). Abb. 116—118 lassen verschiedene Phasen des Einformens erkennen. Bei Francisturbinen, besonders bei solchen von höheren spezifischen Drehzahlen, macht sich oft die Schwierigkeit geltend, den letzten oder die letzten Kerne in die Reihe der übrigen einzufügen, weil die Schaufelflächen eben doppelt gekrümmte Raumflächen sind. Entweder muß dann der letzte Kern geteilt werden, oder man stellt alle Kerne auf einem größeren als dem endgültigen Achsenabstand zusammen und schiebt sie nach und nach auf diesen herein. Da eine genaue Herstellung der Kerne und Kernlager keine besondere Schwierigkeit bietet, ist das Einformen von gegossenen Schaufeln bei einiger Sorgfalt mit keinen großen Fehlern behaftet.

c) Die Herstellung von Rädern mit Blechschaufeln.

Sie geschieht in der Weise, daß an Hand der Schaufelzeichnung und der dort angegebenen Schnittlinien mit den Achsnormalebenen ein Holzklotz von der Vorderseite der Schaufel (Abb. 115) verfertigt wird. Sodann werden zwei Gußklötze gebildet, von denen der eine unmittelbar vom Holzklotz, der andere nach Auflage einer auf den Holzklotz gut aufgepreßten Bleilage von der Stärke der Schaufel abgeformt wird. Zwischen den beiden Gußklötzen, die entweder mit einem Scharnier oder mit Ansätzen für die Schmiedepresse versehen werden, sind dann die Schaufeln in rotglühendem Zustand zu pressen. Als Anhalt für die Größe der zu verwendenden Blechstücke kann die oben erwähnte Bleibeilage, wieder gerade gepreßt, dienen. Die

[1] Camerer, Vorlesungen über Wasserkraftmaschinen, Leipzig 1924, II. Aufl.
[2] Honold und Albrecht, Francisturbinen. Mittweida 1910.

größte Schwierigkeit bietet das Einformen der Blechschaufel, ihre richtige Einstellung in die Form und das Festhalten während des Aufstampfens des zwischen zwei Schaufeln befindlichen Sandes (s. Abb. 120). Durch besondere Radialform-Maschinen kann die Arbeit erheblich erleichtert und hinsichtlich der Genauigkeit verfeinert werden. Ohne dieses Hilfsmittel ergeben sich leicht kleine Verschiebungen oder falsche Einstellung in die Form und damit mehr Fehlerquellen, als bei gegossenen Schaufeln. Dieser Umstand ist besonders bei kleinen und schmalen Schaufeln zu beachten.

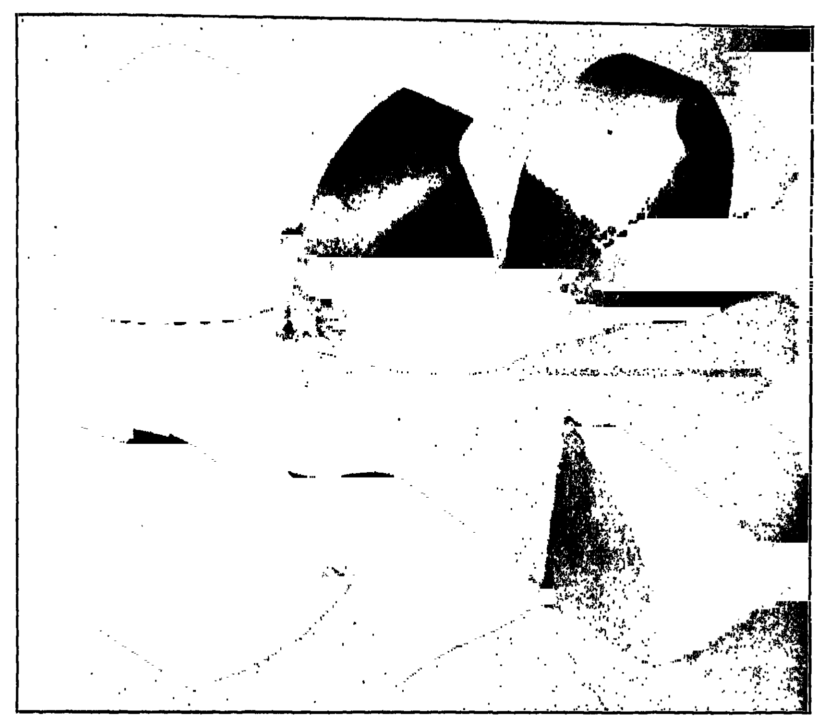


Abb. 115.

Bei Gefällen über 30 bis 60 m werden die Schaufelkräfte so groß, daß die Eingußstelle von Blechschaufeln immer etwas gefährdet erscheint, weshalb man dann besser zu gegossenen (erst Grauguß-, dann Stahlguß-)Schaufeln übergeht.

Enthält das Wasser Säuren, so wird der Schaufelkranz am besten in Bronze ausgeführt. Photographische Ansichten von Rädern s. Taf. 5.

d) Die Ausbildung der Spalte.

Die Ausbildung der Spalte zwischen dem bewegten Laufrad und den es umschließenden feststehenden Teilen des Leitrades, des Leitraddeckels und des Saugrohrs wird hauptsächlich von zwei Gesichtspunkten beeinflußt: Der Rücksicht auf den Spaltverlust und derjenigen auf den Axialschub.



Abb. 116.



Abb. 117.



Abb. 118.



Abb. 119.

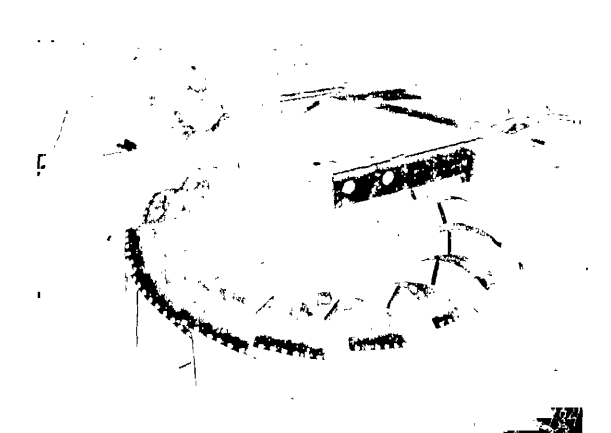


Abb. 120.

Abb. 116—119. Herstellung eines Rades mit gegossenen Schaufeln. Abb. 116. Einsetzen der Kerne in die Form. Abb. 117. Kerne eingesetzt, Oberteil mit Außenform des Radbodens fertig zum Aufsetzen. Abb. 118. Form fertig zum Guß (starke Belastung). Abb. 119. Das fertige Rad. Abb. 120. Einsetzen, Richten und Abstützen von Blechschaufeln in der Form (nach Voith).

Einfluß und Größe von beiden sind in § 48 besprochen. Aus Gleichung 95 geht hervor, daß der Spaltverlust besonderes Gewicht bei den Rädern kleiner spezifischer Drehzahl hat, während er bei Schnelläufern, wenigstens im neuen Zustand der Räder, klein ist. Über Größe und Form des Spaltes ist in dem eben genannten Paragraphen das Nötige schon angeführt. Wir können uns hier darauf beschränken, nochmals kurz auf die konstruktive Ausbildung dieses Elementes zurückzukommen.

Bei kleinen Gefällen und Rädern höherer Schnelläufigkeit werden die Spalte gewöhnlich einfach und zwar der Spalt zwischen Rad und Saugrohr mit Vorliebe eben ausgeführt. Da Sandgehalt des Wassers einerseits und hohes Gefälle anderseits die Abnützung der Spaltflächen fördern, erweiterte Spalte aber größere Spaltverluste erzeugen, so ist dafür zu sorgen, daß eine Erneuerung der abgenützten Teile nicht zu spät erfolgt und mit nicht zu großen Kosten verbunden ist. Die den Spalt bildenden Teile werden daher oft in Form von Spaltringen aus Bronze oder Stahl gesondert aufgeschraubt und können so nötigenfalls leicht ausgewechselt werden (s. Abb. 110 und 111). Auch nachstellbare Spaltringe sind schon verwendet worden (s. Abb. 121).

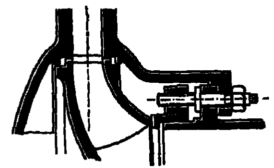


Abb. 121. Nachstellbarer Spaltring.

Bei schmalen Rädern tritt oft an Stelle des ebenen Spaltes der Labyrinthspalt (Abb. 112).

c) Die Ausführung der Kränze und der Verbindung mit der Welle.

Bei gegossenen Schaufeln wird die Kranzstärke gewöhnlich um einige Millimeter größer als die größte Schaufelstärke gewählt. Da die Kränze gegen die Achse geneigte und zudem gekrümmte Profile aufweisen, bilden sie Rotationskörper von großer Festigkeit und Steifigkeit. Deshalb kann auch die Berechnung ihrer Beanspruchung durch die Schaufelkräfte fast ausnahmslos unterbleiben. Sie ließe sich überdies nur mit erheblichen Schwierigkeiten und unter Zulassung sehr vereinfachender Annahmen, daher merkbarer Fehlergrenzen, durchführen. Da die der Achse zunächst gelegene Nabenpartie mit Rücksicht auf die Verkeilungskräfte ziemlich stark wird und damit eine unliebsame Ansammlung von Guß im Zentrum der Form unvermeidlich ist, so sind die Übergänge vom Kranz zur Nabe möglichst stetig und sanft auszuführen. Auch ist es günstig, außen am Rad einen Wulst anzubringen, der nach dem Guß nicht so rasch erkaltet und so die gefährlichen Gußspannungen an der Verbindungsstelle zwischen Kranz und Nabe mildert. Er ist überdies bequem für das Auswuchten des Rades.

Die eben genannten Richtlinien für gute Materialverteilung sind auch maßgebend für die Ausbildung der Nabe. Diese soll verhältnismäßig schwach ausgeführt werden, und muß trotzdem gegenüber den Keilkräften ausreichend widerstandsfähig sein. Ihre Stärke wird etwas kleiner bemessen, als sonst im Maschinenbau üblich, etwa mit

$$s = \frac{d}{4} + 10 \div 20 \text{ mm} \qquad (96)$$

s = Nabenstärke, d = Bohrung.

(s. Abb. 122). Um ihre Widerstandsfähigkeit zu steigern, wird sie an der Stirnseite oft mit einem Wulst versehen (s. Abb. 123), oder mit großem Anzug ausgeführt und in der Mitte ausgespart wie Abb. 124 es zeigt. Um bei dieser

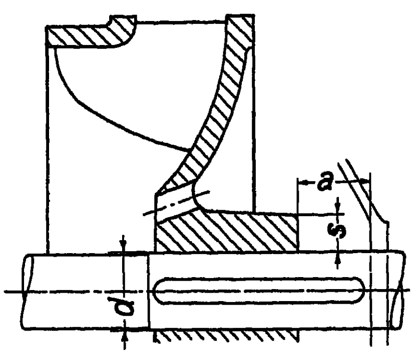


Abb. 122. Ausbildung der Nabe; *a* Mindestabstand des Deckels wegen Keilnut; besser Nabe mehr gegen das Saugrohr zu ausbilden und von dorther aufkeilen.

Abb. 124.

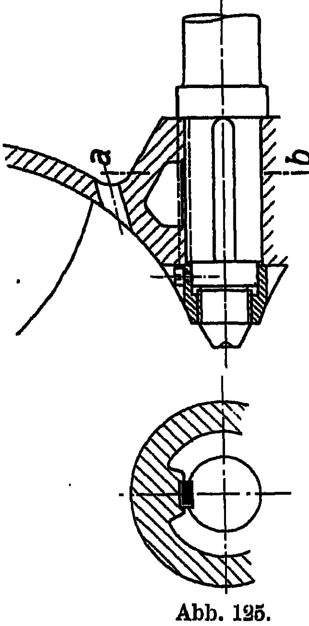


Abb. 125.

Abb. 124 und 125. Ausgesparte Nabe mit Keilstütze.

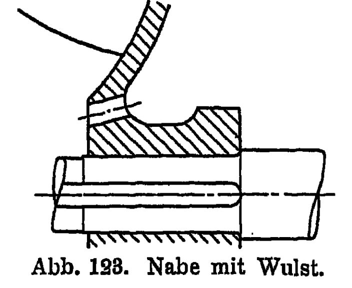


Abb. 123. Nabe mit Wulst.

Lösung immer noch eine genügende Keilauflage zu erhalten, wird in der Ausnehmung oft eine Rippe nach Abb. 125 zur Stützung des Keiles angebracht.

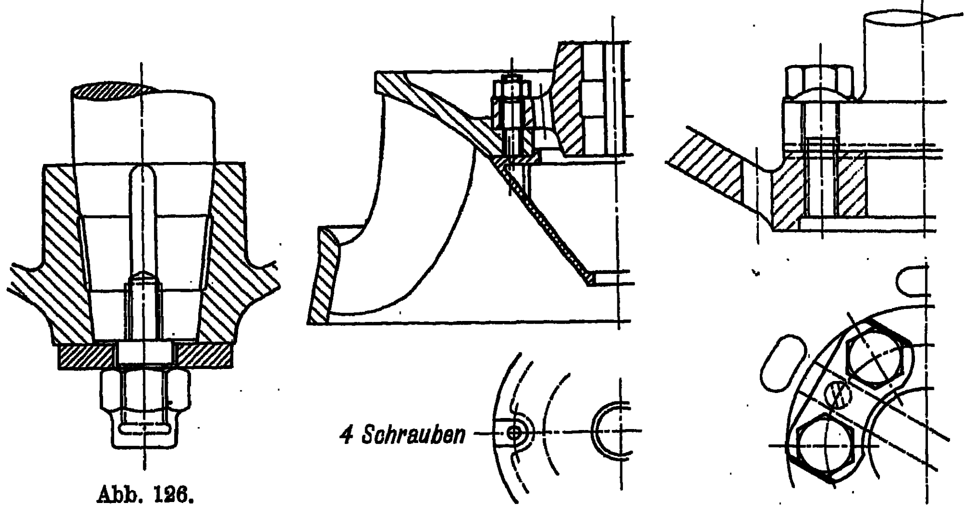


Abb. 126. Konische Nabe.

Abb. 127 und 128. Laufrad mit getrennter Nabenscheibe.

Abb. 129 und 130. Laufradbefestigung mit Kuppelflansch und Diagonalkeil.

Ferner findet sich oft die Anwendung zweier Keile, was eine günstigere Verteilung der Keilkräfte zuläßt.

In der Regel werden Nasenkeile verwendet, die zumeist von der Saugrohrseite her eingetrieben werden. Ausführungen mit konischer Nabe und Befestigung durch Feder und Schraube nach Abb. 126 sind seltener.

Bei Rädern von größerem Durchmesser wird der Kranz sehr häufig mit einer getrennten Nabe (Abb. 127 und 128) oder unmittelbar mit einem Kuppelflansch an der Welle (Abb. 129 und 130) verschraubt. Die Schrauben selbst sind als Paßschrauben (mit Kopf und Mutter oder konischem Bolzen) auszuführen, andernfalls (Kopf- oder Stiftschrauben) durch Diagonalkeile (Abb. 130) oder besondere Paßstifte zu entlasten. Rad und Welle sind stets gegeneinander zu zentrieren.

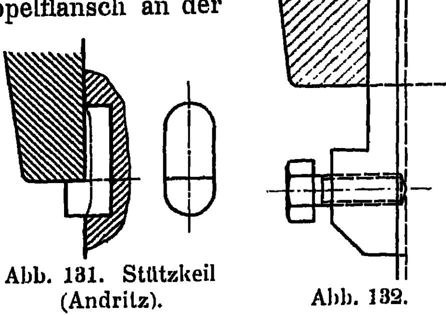


Abb. 131. Stützkeil (Andritz).

Abb. 132.

Zur besseren Wasserführung schließt sich bei aufgeschraubten Rädern an deren Innenkranz gewöhnlich noch ein Führungskegel an (s. Abb. 127).

Wirken auf das Rad sehr große Axialkräfte, z. B. bei stehender Welle, so wird gewöhnlich noch eine Axialsicherung des Rades, bei kleinen Abmessungen nach Abb. 131 oder Abb. 132, bei größerer nach Abb. 124 und 133 vorgesehen.

f) Konstruktive Ausbildung der Propeller- und Kaplanräder.

Die ersteren (Schaufeln fest) können sinngemäß gleich ausgeführt werden wie Francisräder, nur ist zu beachten, daß die Schaufeln ohne Außenkranz unter sonst gleichen Umständen stärker beansprucht sind als beidseitig ein-

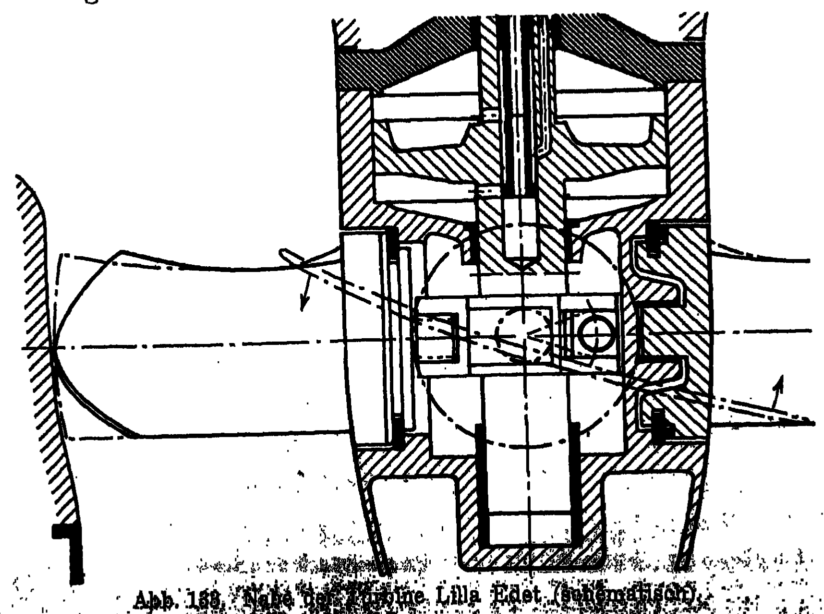


Abb. 133. Nabe der Turbine Lilla Edet (schematisch).

gegossene Schaufeln (s. § 45 und 46). Die Kerne werden infolge der kleinen Schaufelzahl sehr groß, die Kernbüchsen teuer und überdies die großen Räder sperrig; Beschädigung der Schaufeln ist leicht möglich. Alle diese Gründe sprechen für eine getrennte Ausführung der Schaufeln. Entweder trägt dann jede das ihr zugehörige Nabensegment oder sie werden jede für sich mit der Nabe fest verschraubt (s. Taf. 11, Abb. 2).

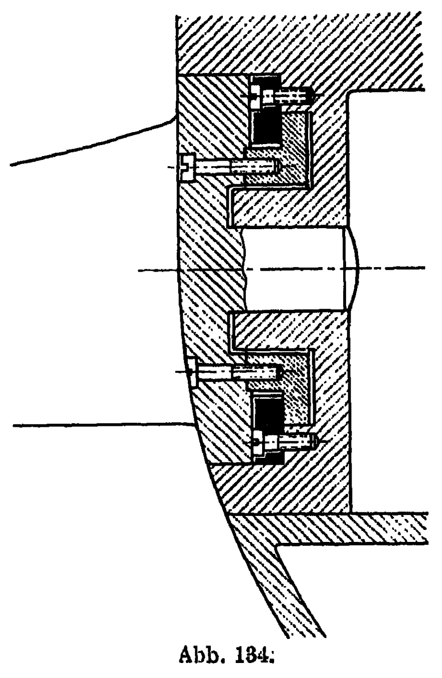


Abb. 134.

Bewegliche Schaufeln müssen natürlich stets einzeln gegossen und bearbeitet werden. Ihre Lagerung in der Nabe bietet insofern erhebliche Schwierigkeiten, als zur Aufnahme der großen Axial-, Umfangs- und Zentrifugalkräfte (s. § 45—47) und in Anbetracht der Verdrehbarkeit der Schaufel in der Nabe nur ein außerordentlich enger Raum, eine sehr kleine Konstruktionshöhe zur Verfügung steht. Bei größeren Abmessungen der Turbine und höheren Gefällen ist es denn auch recht schwierig, die großen Kippmomente der Axial- und Umfangskräfte lediglich durch den sehr kurzen Schaufelzapfen aufzunehmen. Verkstaden, Kristinehamn haben daher bei der Kaplanturbine für Lilla Edet die Schaufeln außen mit Scheiben versehen, die mit einem innen an der Nabe angreifenden Ring verschraubt, die Kräfte auf die Nabe übertragen[1], s. Abb. 133—135 und Taf. 13.



Abb. 135. Nabe und Schaufel der Turbine Lilla Edet (Verkstaden, Kristinehamn).

[1] Englesson: Kaplanturbin eller Propellerturbin? Stockholm, Teknisk Tidskrift 1925, Heft 38, Mekanik 8.; ferner Wasserkraftjahrbuch 1924 und V. D. I. 1926, Ekwall und Munding: Die Maschinenanlage des Kraftwerks Lilla Edet.

Taf. 6, Abb. 2 zeigt im Vordergrund die Kaplanschaufel einer Voith-Turbine, bei der die Hauptstützkraft durch ein Rollenlager aufgenommen wird.

Bei Kaplanrädern ist noch darauf zu achten, daß das Material zur Schmierung der in der Nabe untergebrachten Regulierteile nicht oder nur in unerheblicher Menge nach außen treten kann.

Die Verdrehung der Schaufeln wird entweder durch exzentrisch angebrachte und in einem Kreuz gleitende Zapfen oder durch Hebel, Laschen

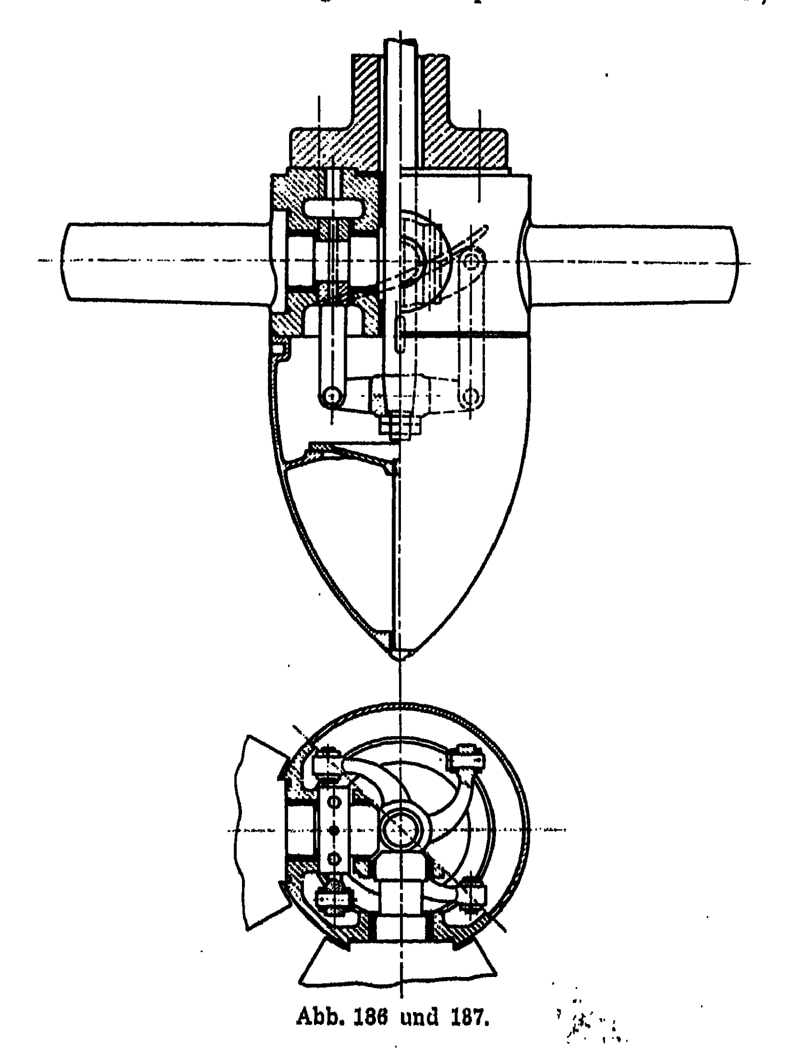


Abb. 186 und 187.

und Kreuz von einer zentralen Stange aus bewirkt (s. Abb. 186—188). Zur Aufnahme der Zentrifugalkräfte dienen die in Abb. 184 gezeigten Scheiben oder Bunde an den Drehzapfen, als welche auch die Naben der Drehhebel dienen können, s. Abb. 186 und 187.

Verwendung allerbesten Materiales und genaueste Arbeit sind Voraussetzung für dauernd gutes Funktionieren dieser äußerst stark beanspruchten Regelteile am Laufrad.

Zur Verschiebung der Regelstange oder des Kreuzes werden heute zumeist hydraulische Servomotoren in die Nabe (Abb. 133) oder in ein Zwischenstück der Welle (Abb. 139—142) eingebaut.



Abb. 138. Kaplanlaufrad mit abgenommener Nabenhaube.

Das zugehörige Steuerventil befindet sich in der Regel am oberen Wellenende, in anderen Fällen am Servomotor.

Ferner finden sich Ausführungen, bei denen die Verdrehung der Laufradschaufeln mittels einer auf der Welle längsverschieblichen Muffe geschieht. Zumeist ist dann der automatische Regulator nur mit den Leitschaufeln gekuppelt, während die Schaufeln des Laufrades von Hand verstellt werden. Diese Lösung hat nur einige Berechtigung im Hinblick auf die Möglichkeit rascher Abnutzung der Laufradregulierung, wenn diese vom Regulator betätigt wird. Dagegen würden die günstigeren Wirkungsgradkurven bei Regulierung durch die Laufradschaufeln für die Betätigung der letzteren, sei es allein, sei es gekuppelt mit denen des Leitrades, sprechen.

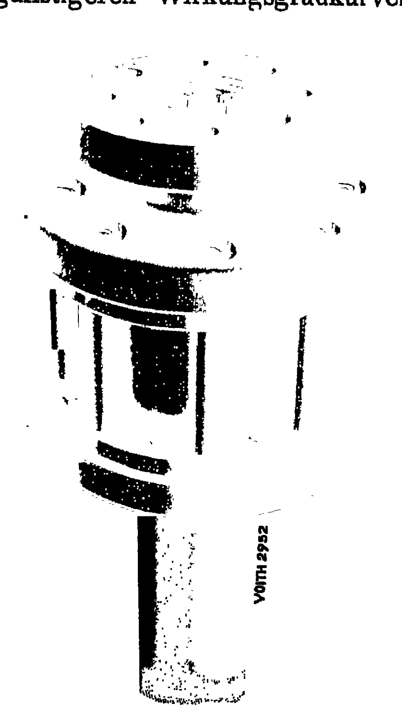


Abb. 139. Laufradservomotor (geschlossen).



Abb. 140. Servomotorkolben.

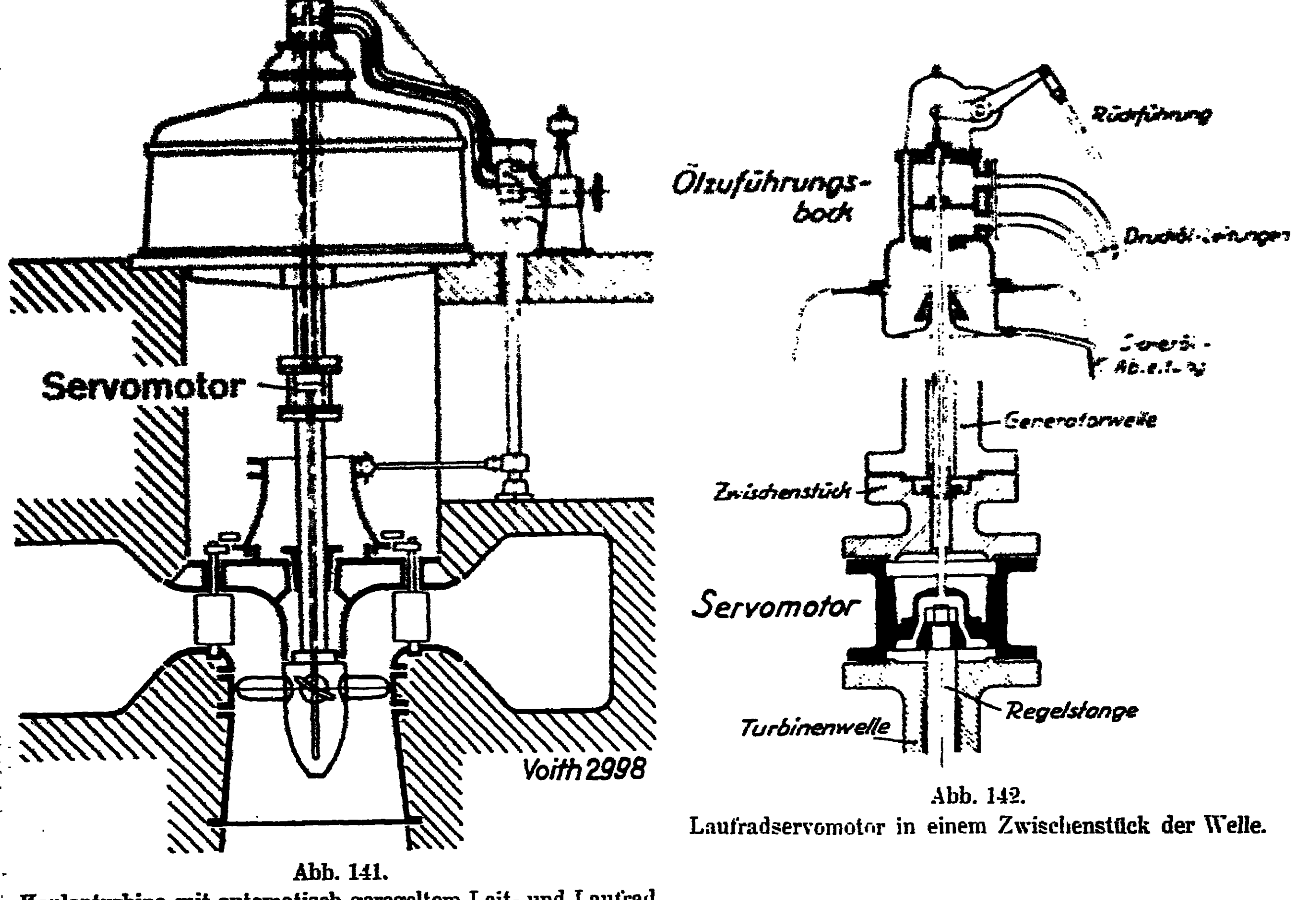


Abb. 141.
Kaplanturbine mit automatisch geregeltem Leit- und Laufrad.

Abb. 142.
Laufradservomotor in einem Zwischenstück der Welle.

Das Saugrohr.

Schon im I. Teil wurde darauf hingewiesen, daß bei Francisturbinen ein Saugrohr angewendet wird. Der Zweck dieses Elementes ist ein doppelter:

1. die Aufstellung des Laufrades über dem Unterwasserspiegel zu ermöglichen und die Turbine dadurch, nach Schließen des Einlaßorganes, zugänglich zu erhalten;
2. eine teilweise Rückgewinnung der kinetischen Energie, die die Wasserteilchen im Austrittsquerschnitt des Laufrades noch haben, der sog. Saugrohrrückgewinn.

Daß die Aufstellung des Laufrades gegenüber dem Unterwasserspiegel innerhalb gewisser Grenzen beliebig gewählt werden kann, wurde bereits aus dem Umstand gefolgert, daß die Hauptgleichung in ihrer endgültigen Gestalt die Lage des Rades gegenüber Ober- und Unterwasserspiegel nicht enthält. Voraussetzung dafür ist, daß die Strömung nirgends unterbrochen ist und die Flüssigkeit ihr spezifisches Gewicht auf dem Wege durch die Turbine nicht ändert. Auf all diese Punkte soll hier nochmals etwas genauer eingegangen und sodann die konstruktive Ausbildung des Saugrohres erörtert werden.

§ 50. Die Wirkungsweise des zylindrischen Saugrohres.

In einem zylindrischen Saugrohr nach Abb. 143 bleiben Meridiangeschwindigkeit und Umfangsgeschwindigkeit der Wasserteilchen die gleichen wie beim Austritt aus dem Laufrad. Das Saugrohr wirkt im Betrieb gleich, wie wenn es in der Ruhe mit Wasser gefüllt wäre. An einem Punkt des Laufrades, der um die statische Saughöhe H_s über dem Unterwasserspiegel liegt, beträgt die absolute Druckhöhe

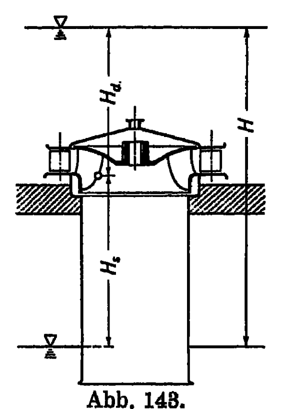


Abb. 143.

$$h_2 = H_{atm} - H_s,$$

wenn mit H_{atm} die barometrische Druckhöhe am Ort und im Zeitpunkt der Messung bezeichnet wird. Voraussetzung ist, wie schon erwähnt, ein lückenloser Zusammenhang der Wasserteilchen von dem betrachteten Punkt bis zum Unterwasserspiegel und ein konstantes spezifisches Gewicht der Wassersäule.

Die erstgenannte Forderung ist bei der Inbetriebnahme der Turbine nicht erfüllt, weil sich im Saugrohr zunächst Luft und nicht Wasser befindet. Wird die Turbine geöffnet, so strömt das Wasser, aus dem Laufrad kommend, mit einer Geschwindigkeit in und durch das Saugrohr, die immer größer ist als die Geschwindigkeit von aufsteigenden Luftbläschen in ruhender Wassersäule; die Luft wird daher mitgerissen und schon nach ganz kurzer Zeit aus dem Saugrohr vollständig entfernt. Die früher angewandte Vorsichtsmaßregel, das Saugrohr vor Inbetriebsetzung der Turbine unten zunächst abzuschließen und dadurch dessen Füllung mit Wasser zu gewährleisten, hat sich als ganz unnötig erwiesen.

Die zweite Forderung ist dagegen auch bei rein zylindrischem Saugrohr nicht vollständig erfüllt, sobald das Laufrad über dem Unterwasserspiegel aufgestellt ist und zwar aus dem Grunde, weil das natürliche Wasser immer eine gewisse Menge Luft absorbiert enthält, die sich zum Teil ausscheidet, wenn das Wasser unter kleineren Druck gelangt. Hiedurch bildet sich statt der kompakten Wassersäule ein Wasser-Luftgemisch von kleinerem spezifischen Gewicht; der als Saughöhe arbeitende Teil des Gefälles kommt daher nicht mehr zu seiner vollen Wirkung; Leistung und Wirkungsgrad der Turbine werden dadurch beeinträchtigt[1]. Der entsprechende Verlust v_γ ist schon im I. Teil[2] für das zylindrische Saugrohr gefunden worden zu

$$v_\gamma = \frac{H_s}{H}\left(1 - \frac{1}{1 + 0{,}02\,\frac{H_s}{H_{atm} - H_s}}\right) \tag{97}$$

oder in etwas vereinfachter Form[1]

$$v_\gamma = 0{,}02\,\frac{H_s^2}{H\,(H_{atm} - H_s)}. \tag{97a}$$

Berücksichtigt man noch die Druckverminderung $c_g^2 H$ im oberen Teil eines Saugrohres mit Rückgewinn (§ 51), so ändert sich die zuletzt angeschriebene Gleichung wie folgt:

$$v_\gamma = 0{,}02 \cdot \frac{H_s}{H}\,\frac{H_s + c_g^2 H}{H_{atm} - (H_s + c_g^2 H)}. \tag{98}$$

Die in § 39 besprochenen Druckunterschiede auf Vorder- und Rückschaufel können hier außer Betracht bleiben, weil sie sich sofort ausgleichen.

Der Verlust ergibt sich unter Voraussetzung einer barometrischen Höhe von 9 m Wassersäule nach einer aus dem I. Teil entnommenen Tabelle wie folgt:

Tabelle III.

Werte von v_γ bei verschiedenen H und H_s ($H_{atm} = 9$ m)

$H_s + c_g^2 H$	H 2	4	10	30 m
0	0	0	0	0
2	0,006	0,003	0,0012	—
4	0,032	0,016	0,006	0,002
6	0,12	0,06	0,024	0,008
8	0,64	0,32	0,13	0,042

[1] Oesterlen, Wasserturbinen mit Hebereinlauf, Zeitschr. f. d. ges. Turbinenwesen 1913.
[2] Wasserturbinen und Turbinenpumpen, I. Teil, 3. Aufl., S. 67.

Gleichung 97, 97a und 98, wie auch die vorstehende Tabelle setzen voraus, daß die Luft im ersten Saugrohrquerschnitt sofort in der dem dortigen Druck entsprechenden Menge ausgeschieden und im Verlauf des Durchganges durch das Saugrohr nicht mehr absorbiert werde. Zwar sind beide Annahmen unsicher; eingehende Versuche über diesen Punkt sind noch nicht bekannt. Es ist aber anzunehmen, daß in Wirklichkeit die Ausscheidung der Luft nicht in der gleichen, kurzen Zeit erfolgt, in der das Wasser von großem unter kleinen Druck gelangt und daß im Saugrohr wieder eine teilweise Absorption erfolgt, so daß der tatsächliche Verlust durch Luftausscheidung etwas kleiner ist als der oben angegebene; immerhin empfiehlt es sich mit Rücksicht auf die Größe dieses Verlustes, Saughöhen unterhalb der starken Linie der Tab. III nur zu überschreiten, wenn die Verhältnisse dazu zwingen.

Selbstverständlich tritt beim Durchgang des Wassers durch das Saugrohr auch ein gewisser Gefällsverlust durch Reibung (Turbulenz) ein, der in der bekannten Form des Rohrleitungsverlustes nach Ersetzung der wirklichen Geschwindigkeiten durch die spezifischen und im Verhältnis zum ganzen Gefälle erhalten wird zu

$$c_{w_s}{}^2 = \lambda \frac{L_s}{D_s} c_s{}^2.$$

Hierin bezeichnet $c_{w_s}{}^2$ das Verhältnis dieser Verlusthöhe zur ganzen Gefällshöhe der Turbine, L_s die Länge, D_s den Durchmesser des Saugrohres und λ den Rohrreibungskoeffizienten. Setzen wir, um über die Größenordnung des Verlustes ein Bild zu bekommen, folgende Werte ein:

$$\lambda = 0{,}02 \qquad \frac{L_s}{D_s} = 5 \qquad c_s = 0{,}24,$$

so erhalten wir

$$c_{w_s}{}^2 = 0{,}02 \cdot 5 \cdot 0{,}058 = 0{,}0058 = 0{,}58\,\%.$$

Wie hieraus ersichtlich und wie schon in der ersten Auflage festgestellt, ist der reine Reibungsverlust im geraden zylindrischen Saugrohr nicht erheblich, so lange die Geschwindigkeit im ersten Querschnitt die normalen Werte nicht wesentlich übersteigt[1]; nur bei Turbinen von hoher spezifischer Drehzahl kann der Verlust stärker ins Gewicht fallen.

§ 51. Die Wirkungsweise des erweiterten Saugrohres.

Das im § 50 besprochene Saugrohr von konstantem Querschnitt gestattet wohl schon, die Turbine über dem Unterwasser aufzustellen, dagegen wird das zweite Ziel, das mit der Anbringung eines Saugrohres erstrebt wird, die teilweise Zurückgewinnung des Austrittsverlustes, beim zylindrischen Saugrohr noch nicht erreicht. Dazu muß das Saugrohr so beschaffen sein, daß die Geschwindigkeit c_2 sich nach und nach verkleinert, also auch der ihr entsprechende Gefällsanteil $c_2{}^2$. Erst dadurch wird, wie in Abb. 144 schematisch angedeutet, im oberen Teil des Saugrohres ein kleinerer Druck erzeugt als der statischen Saughöhe entspricht. Die Größenordnung dieses Druckunterschiedes ergibt sich ohne weiteres durch die Anwendung der Bernoulli-

[1] Siehe auch Bronner, Kritische Betrachtungen der Berechnungsarten und der konstruktiven Durchbildung der Saugrohre, Wasserkraftjahrbuch 1927/28.

schen Gleichung zwischen Austrittsquerschnitt (2) des Rades und demjenigen (a) des Saugrohres:

$$H_2 + h_2 + \frac{C_2^2}{2g} - H_{w_s} = H_a + h_a + \frac{C_a^2}{2g}$$

$$h_2 = h_a - (H_2 - H_a) - \left(\frac{C_2^2}{2g} - \frac{C_a^2}{2g}\right) + H_{w_s}.$$

$h_a - (H_2 - H_a)$ ist nichts anderes als $H_{atm} - H_s$, also die »statische« Druckhöhe im Punkt 2. Der tatsächlich durch die Erweiterung zurückgewonnene Gefällsteil ist daher

$$\varDelta h_2 = h_2 - [h_a - (H_2 - H_a)]$$

$$= -\left(\frac{C_2^2}{2g} - \frac{C_a^2}{2g}\right) + H_{w_s},$$

oder im Verhältnis zum Gefälle H und als Gewinn mit umgekehrtem Vorzeichen geschrieben:

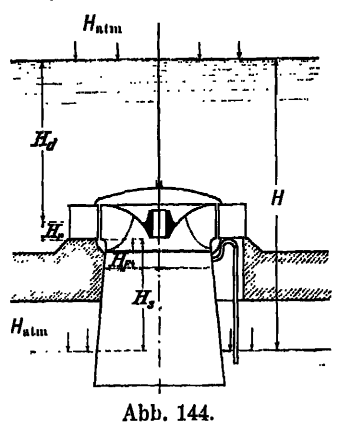


Abb. 144.

$$(99) \qquad c_g^2 = -\frac{\varDelta h_2}{H} = c_2^2 - c_a^2 - c_{w_s}^2$$

$$= \left[1 - \left(\frac{c_a}{c_2}\right)^2 - \frac{c_{w_s}^2}{c_2^2}\right] c_2^2.$$

Wie später noch gezeigt werden wird, ist der Rückgewinn und daher auch der Verlust für die Meridian- und für die Umfangskomponente der Austrittsgeschwindigkeit c_2 verschieden. Überdies ist, wie in § 14, 20 und 21 näher ausgeführt, die Veränderlichkeit beider Komponenten von Stromlinie zu Stromlinie anders geartet; es empfiehlt sich daher, den verhältnismäßigen Rückgewinn in der Form zu schreiben:

$$(99\,\text{a}) \qquad c_g^2 = k_m c_{m_2}^2 + k_u c_{u_2}^2,$$

worin k_m und k_u die Beiwerte bedeuten, mit denen $c_{m_2}^2$ und $c_{u_2}^2$ multipliziert werden müssen, um den Rückgewinn zu ergeben.

Außerdem ist der endgültige Austrittsverlust von Bedeutung, der als Mittelwert der von einer Stromlinie zur anderen veränderlichen Verluste für beide Komponenten bereits angeschrieben wurde als:

$$(56) \qquad \varrho_2 = \frac{\int [(1 - k_m) c_{m_2}^3 r_2 + (1 - k_u) c_{u_2}^2 c_{m_2} r_2]\, d b_2}{\int c_{m_2} r_2\, d b_2},$$

die Integrale über die ganze Austrittsbreite des Rades genommen (s. § 21). An dieser Stelle ist nun noch etwas genauer auf jene Verhältnisse einzugehen, welche die Größe der Zahlenwerte k_m und k_u beeinflussen.

§ 52. Der Rückgewinn der Meridiankomponente c_m.

Die Zurückgewinnung des Gefällsanteils $c_{m_2}^2$ geschieht, wie oben festgestellt, durch Verkleinerung der Geschwindigkeit c_m. Aus der Hydraulik ist bekannt, daß bei diesem Vorgang um so kleinere Verluste entstehen, je langsamer und stetiger die Verminderung vor sich geht, auf unseren Fall übertragen, je langsamer und stetiger sich das Saugrohr gegen den Austritt zu erweitert. Andererseits wird das Saugrohr um so länger und teurer, je langsamer die Erweiterung ist; es liegt daher ein erhebliches Interesse vor, zu

untersuchen, welche Art und Größe der Erweiterung der technischen Forderung nach möglichst hohem Wirkungsgrad und der wirtschaftlichen nach möglichst billigem Saugrohr am besten entspricht. Besonders im Hinblick auf den erstgenannten Punkt sind vielfach Versuche zur theoretischen Lösung der Frage gemacht worden. In erster Linie sind hier die Arbeiten von Prášil[1] zu nennen. Er ging von dem Gedanken aus, Formen zu finden, die den Durchfluß in wirbelfreier Potentialströmung gestatten. Dabei ist die Annahme unvermeidlich, daß schon im ersten Saugrohrquerschnitt das Wasser mit denselben Strömungseigenschaften fließe. Wie schon aus der Erörterung des Austrittes aus dem Laufrad hervorgeht (§ 14 und § 20), ist diese Voraussetzung nie erfüllt. Wir erhalten günstigstenfalls bei einer einzigen Leitschaufelstellung, bzw. einem einzigen Betriebszustand theoretisch auf allen Stromlinien gleich große senkrechte Austrittsgeschwindigkeit und auch dies nur, wenn von den Ungleichheiten der Strömung auf einem Parallelkreis abgesehen wird. In allen übrigen Fällen haben wir Ungleichheiten der Meridiankomponente, die den Bedingungen der Potentialströmung nicht entsprechen. Dieser Punkt war seinerzeit in der 1. Auflage schon erörtert (s. z. B. Abb. 59 dieser Auflage). Schilhansl[2] hat das Problem in anderer Art behandelt und die Veränderlichkeit der Meridiangeschwindigkeit sehr sinnfällig als Überlagerung der gleichmäßigen Meridianströmung durch Wirbel gedeutet[3].

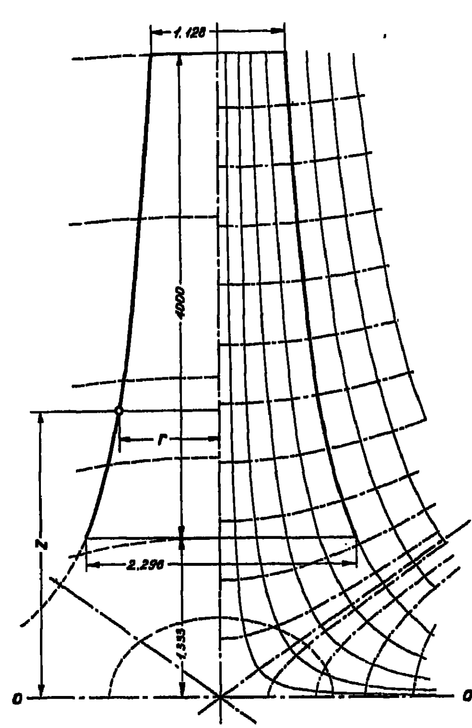


Abb. 145. Saugrohrform nach Prášil.

Zu diesen Abweichungen der tatsächlichen Saugrohrströmung gegenüber der wirbelfreien Potentialströmung tritt, in gleicher Richtung wirkend, noch der Einfluß der Rotation der Wasserteilchen auf die Meridiankomponente. Es ist allerdings möglich, daß Formen, wie sie z. B. von Prášil vorgeschlagen wurden, auch für die tatsächliche, mit Wirbeln durchsetzte Strömung besonders gute sind, doch fehlt bis jetzt der Nachweis durch den Versuch. Angesichts dieser Sachlage beschränke ich mich darauf, das Ergebnis der Prášilschen Untersuchungen anzuführen, die gefundene Form aufzuzeigen; diese stellt übrigens nur eine partikuläre Lösung des allgemeinen Problems dar. Mißt man die Höhe z eines Saugrohrpunktes von der als Ebene senkrecht zur Rohrachse angenommenen Sohle des Unterwasserabflusses (Abb. 145) ab und bezeichnet r den Radius an der

[1] Prášil, Über Flüssigkeitsströmungen in Rotationshohlräumen, Schweiz. Bauzeitung, Bd. 41; Technische Hydrodynamik, 2. Aufl., Berlin 1926.

[2] Schilhansl, Hauptströmung und Ringwirbel, Hydraulische Probleme, Berlin 1926.

[3] Siehe ferner Dubs, Die Bedeutung des Saugrohres, Wasserkraftjahrbuch 1924.

betreffenden Stelle des Saugrohres, so erhält man die Gleichung der Erzeugenden des Saugrohres nach Prášil in der Form:

(100) $$z r^2 = \text{konst.} = z_s r_s^2 = k.$$

z_s und r_s beziehen sich auf einen bekannten Punkt der Saugrohr-Erzeugenden, z. B. nach dem Austrittsquerschnitt des Rades. Prášil zeigte, daß bei der angenommenen Form die Axialgeschwindigkeit in einer Ebene senkrecht zur Achse konstant ist; sie stellt sich daher auf

(101) $$c_r = \frac{q}{\pi \cdot r^2} = \frac{q}{\pi \cdot k} \cdot z$$

und die Verzögerung in Richtung von $-z$:

(102) $$\frac{d\,c_r}{d\,t} = \frac{q}{\pi\,k}\,\frac{d\,z}{d\,t} = \frac{q}{\pi\,k} \cdot c_r.$$

Wie man sieht, entspricht die in Rede stehende Form des Saugrohres einer der Vertikalgeschwindigkeit c_r proportionalen Axialbeschleunigung. Das Quadrat der spezifischen Totalgeschwindigkeit, also $c^2 = c_r^2 + c_r^2$ beträgt, wie aus der zitierten Originalarbeit entnommen werden kann:

$$c^2 = \left(\frac{q}{\pi\,k}\right)^2 \left(z^2 + \frac{k}{4\,z}\right)$$

und daher

$$\frac{d\,c^2}{d\,z} = \left(\frac{q}{\pi\,k}\right)^2 \left[2\,z - \frac{k}{4\,z^2}\right].$$

c^2 wird also für den Wert $z = \frac{\sqrt[3]{k}}{2}$ ein Minimum, von da an wächst es wieder, was dem Zweck der allmählichen Herabsetzung der Geschwindigkeit widerspräche. Die Prášilsche Saugrohrform ist also höchstens bis zu dem eben festgestellten Punkt $z_0 = \frac{\sqrt[3]{k}}{2}$ brauchbar.

Belluzzo[1] gibt für die Erzeugende des geraden Saugrohres die Gleichung

(103) $$z\,r^3 = \text{konst.},$$

die ebenfalls eine bis zu einem gewissen Wert von z brauchbare Saugrohrform ergibt.

Eine weitere, von Grimm[2] angegebene Form stellen Abb. 146 und 147 dar.

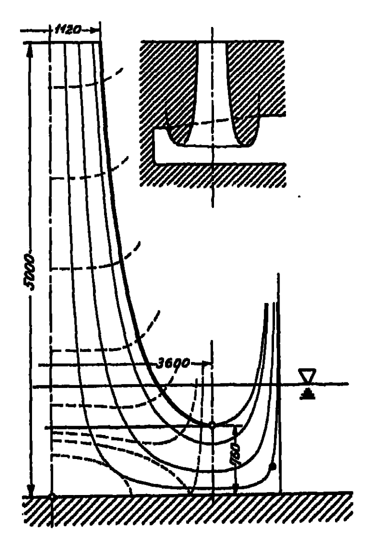


Abb. 146 und 147. Saugrohrform nach Grimm.

Die bis jetzt besprochenen Formen beginnen oben am Saugrohreintritt alle mit einer verhältnismäßig kleinen Erweiterung. Versuche, die von Turbinenfirmen mit Saugrohrformen gemacht worden sind, scheinen darauf hinzudeuten, daß im oberen Teil eine stärkere Erweiterung gewisse Vorteile bietet; es scheinen nahezu oder genau kegelförmige Saugrohre mit einer Umbördelung am Austritt ähnlich gut zu wirken

[1] Lo Presti, Le Turbine idrauliche, Milano 1922.
[2] Grimm, Über ein neues Profil für Saugrohre von Turbinen und Pumpen, Schweiz. Bauzeitung 1927, Bd. 90, S. 149 u. f.

wie die etwas komplizierteren Formen mit gekrümmten Erzeugenden. Der Grund dürfte einesteils in dem schon angeführten Umstande zu suchen sein, daß das Wasser im Rad und noch in dessen Austrittsquerschnitt infolge der Schaufeldrücke die Tendenz hat, radial auszuweichen und demnach imstande ist, dort auch einer größeren Erweiterung zu folgen, als ein rein meridian

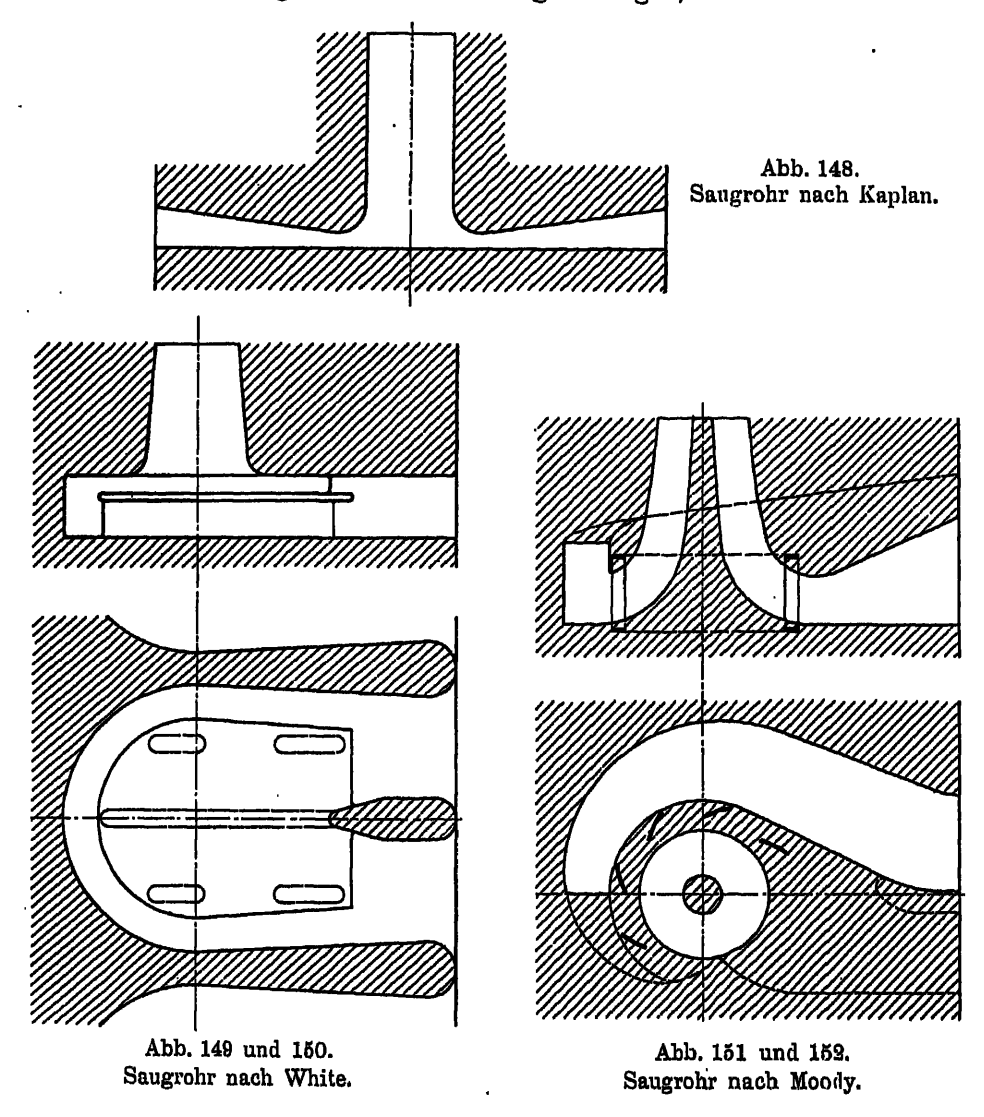


Abb. 148. Saugrohr nach Kaplan.

Abb. 149 und 150. Saugrohr nach White.

Abb. 151 und 152. Saugrohr nach Moody.

zugeleiteter arbeitsfreier Strahl, und weiterhin, daß bei Vorhandensein von Umfangskomponenten c_{u2} Zentrifugalbeschleunigungen auftreten, die im gleichen Sinn wirken.

Die Erweiterung der Saugrohre wird in der Regel so weit getrieben, daß am Austritt noch eine Geschwindigkeit von 1—2 m/s oder eine spezifische Geschwindigkeit von 0,05—0,15 vorhanden ist. Die Ausflußkante kommt dabei ziemlich nahe der Sohle zu liegen; dieser Umstand hat hin und wieder

Bedenken erregt und zu der Befürchtung Anlaß gegeben, es könnte durch die rasche Umlenkung des Strahles ein größerer Verlust entstehen. Nachdem schon Kaplan und dann White[1] durch den Erfolg ihrer Saugrohrformen (Abb. 148—150) gezeigt hatten, daß die Befürchtungen nicht stichhaltig sind, wurde von Oesterlen[2] das Problem auf Grund der Form des freien Strahles neu untersucht.

Um das Saugrohr in seinen Abmessungen festlegen zu können, wird vielfach die mittlere Erweiterung pro Längeneinheit angenommen. Bezeichnet F_s die Fläche senkrecht zur Meridiangeschwindigkeit am Saugrohrbeginn, F_a die Austrittsfläche des Saugrohres senkrecht zur Austrittsgeschwindigkeit c_a gemessen, so ist der Ausdruck $\frac{\sqrt{F_a}-\sqrt{F_s}}{l}$ ein Maß für die verhältnismäßige lineare Erweiterung. In der Regel finden sich hiefür Werte von $^1/_5$ bis $^1/_8$.

$$\frac{\sqrt{F_a}-\sqrt{F_s}}{l} = \frac{1}{5} \text{ bis } \frac{1}{8} \quad \Big| \quad l = 5 \div 8\,(\sqrt{F_a}-\sqrt{F_s}). \tag{104}$$

Schon bei einigermaßen großen Durchmessern D_s ergeben sich sehr beträchtliche Längen l, die im Falle des senkrechten Saugrohres zu tiefe Fundamente erforderlich machen würden. Das Saugrohr wird daher in den meisten Fällen gekrümmt und so in drei, ihrer Wirksamkeit nach verschiedene Teile zerlegt: einen ersten, senkrechten, der den ersten Teil der Erweiterung enthält, einen zweiten, den eigentlichen Krümmer und einen dritten, wiederum im wesentlichen geradachsigen Teil. Durch den Krümmer werden Verluste erzeugt, die bekanntlich in der Hauptsache davon herrühren, daß die Flüssigkeit an der gegen den Krümmungsmittelpunkt zu liegenden Seite zunächst rascher strömt und nach der Krümmung wieder verzögert werden muß, wodurch Ablösung und Bildung eines Totwasserraumes am Ende der Krümmung entstehen kann; außerdem treten im Querschnitt die bekannten Ringwirbel auf. Ein Erweitern des Querschnittes im Krümmer würde diese ungünstigen Verhältnisse nur verstärken. Aus diesem Grunde wird man die Erweiterung des Querschnittes im Krümmer oder wenigstens in seiner zweiten Hälfte besser weglassen, ja unter Umständen bis zum Endquerschnitt des Krümmers nochmals eine kleine Verengung des Querschnittes eintreten lassen, (siehe Abb. 153—155). Der oben angegebene Zahlenwert für $\frac{\sqrt{F_a}-\sqrt{F_s}}{l}$ bezieht sich dann nur auf die Summe der Abschnitte mit Querschnittserweiterung. Ferner ist darauf zu sehen, daß der Krümmungsradius der gegen den Krümmungsmittelpunkt zu gelegenen Begrenzung tunlichst groß wird, damit die Geschwindigkeitserhöhung an dieser Stelle in engen Grenzen bleibt. Die Krümmung auf der Gegenseite hat weit kleineren Einfluß und kann selbst als Ecke ausgebildet werden (s. u. A. Grammel, »Theorie der Rohr- und Kanalkrümmer«, Zeitschr. f. d. ges. Turbinenwesen 1913). Kaplan hat diese Form zuerst auf das Saugrohr angewendet (Abb. 156 und 157).

Der nach der Krümmung folgende Abschnitt des Saugrohres dient dazu, den letzten Teil der Erweiterung und die entsprechende Verkleinerung der

[1] W. M. White, The Hydraucone Regainer, Mechanical Engineering 1921.

[2] Oesterlen, Zur Ausbildung von Turbinensaugrohren, Hydraulische Probleme, Berlin 1926 und Dissertation Reich, Hannover.

Abb. 153—155. Saugrohrkrümmer.

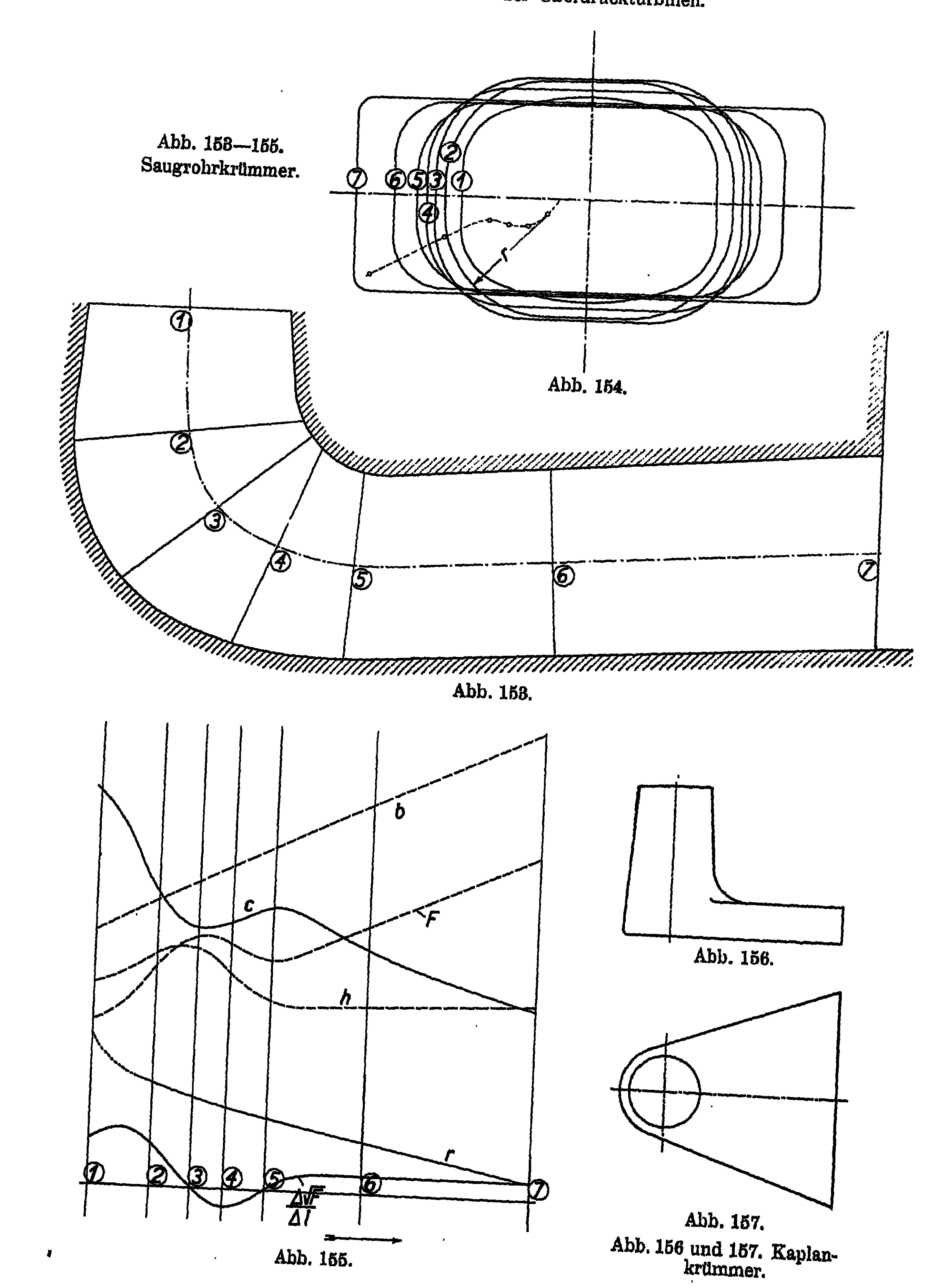


Abb. 154.

Abb. 153.

Abb. 155.

Abb. 156.

Abb. 157.

Abb. 156 und 157. Kaplankrümmer.

Geschwindigkeit herbeizuführen. Es empfiehlt sich, die Querschnittsvergrößerung besonders in Richtung der Breite vorzunehmen; die Rotation des Wassers infolge der Komponente c_{u_2} wird dadurch vermindert.

Reicht die Krümmung bis nahe an das Ende des Saugrohres, so wird im Austrittsquerschnitt die ungleiche Verteilung der Geschwindigkeit, und besonders die hohe Geschwindigkeit im oberen Teil der Austrittsfläche gut sichtbar. Man hat dann den Eindruck, als ob das Saugrohr sehr unvollkommen arbeite und die Austrittsenergie nicht ausreichend zurückgewonnen werde. Eine gerade Strecke nach der Krümmung, unter Umständen sogar eine ganz leichte Gegenkrümmung nach unten wirkt in dieser Hinsicht günstig (Abb. 158).

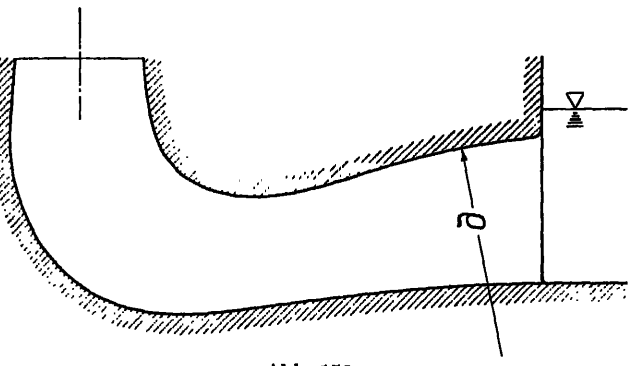


Abb. 158.

Die Ungleichheiten der Geschwindigkeit im Krümmer können bis zu einem gewissen Grad unterdrückt, der Krümmungsverlust kann dementsprechend erniedrigt werden durch Einbau einer Zwischenwand nach Abb. 159, sowie Taf. 14, Abb. 4—6 und Taf. 16, Abb. 4. Selbstverständlich wirkt die Zwischenwand nicht so günstig, sobald das Wasser mit einer Umfangskomponente c_u aus dem Rad austritt. Diese wird zwar durch die Zwischenwand vernichtet, aber unter Bildung von Kontraktion und der Erzeugung von entsprechenden hydraulischen Verlusten. Die Zwischenwand vermag also den Wirkungsgrad der Turbine wohl zu verbessern, solange das Wasser in der Hauptsache meridian aus dem Laufrad austritt; sie wirkt aber nicht mehr so gut, ja eher schädlich, sobald im Austrittsquerschnitt des Rades stärkere Rotation auftritt. Sie hebt den Punkt besten Wirkungsgrades, dafür fällt aber die Wirkungsgradkurve etwas rascher ab, als beim Saugrohr ohne Einbauten.

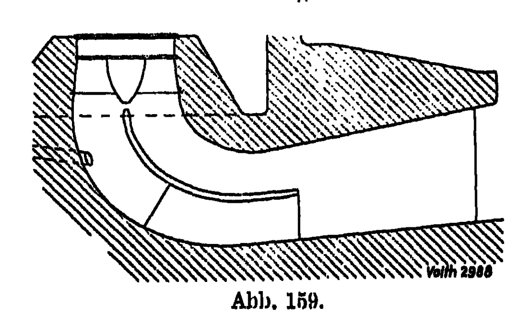


Abb. 159.

Die Zwischenwand ist besonders da von Vorteil, wo man genötigt ist, kurze Krümmer anzuwenden: Krümmer und T-Stück bei Turbinen mit wagrechter Welle (Abb. 169), kleines Gefälle, große Saugrohrdurchmesser bei Turbinen mit senkrechter Welle.

Das Problem der Krümmung im Saugrohr kann übrigens noch nicht als gelöst angesehen werden. Um nur einen Punkt anzuführen, sei auf eine Arbeit Flügels[1] hingewiesen, der festgestellt hat, daß die Widerstände sich

[1] Flügel, Über die näherungsweise Erfassung der Strömungsverluste und das Krümmerproblem, Hydraulische Probleme.

auch im Krümmer mit Erweiterung in zulässigen Grenzen halten lassen. Ferner hat sich gezeigt, daß eine gewisse Abhängigkeit zwischen Rad- und Saugrohrform besteht, in der Weise, daß für ein Rad dieses, für ein anderes ein zweites Saugrohr am günstigsten erscheint. Aus diesem Grund werden heute vor der endgültigen Festlegung der Elemente größerer Anlagen Vorversuche mit Modellen von Rad und Saugrohr zusammen angestellt, um die günstigste Kombination beider zu finden.

Als Zahlenwerte für k_m kommen folgende in Betracht:

Gerades und Spreizsaugrohr . . . . . 0,7—0,85—(0,9)
Saugrohrkrümmer . . . . 0,6—0,85.

Die niederen Zahlenwerte gelten für weniger gute, die höheren für beste Ausführungen und Formen.

§ 53. Der Rückgewinn der Umfangskomponente c_u.

Schon im I. Teil und sodann wieder in den § 14, 20 und 21 des II. Teiles ist festgestellt worden, daß bei einer Francis- oder Propeller-Turbine bei Abweichung vom günstigsten Betriebszustand (Änderung des Gefälles, der Umdrehungszahl oder der Leitradöffnung) Umfangsgeschwindigkeiten des Wassers im Austrittsquerschnitt des Laufrades auftreten, die z. B. bei Veränderung der Leitradöffnung um so rascher anwachsen, je größer die spezifische Drehzahl der Turbine ist. Selbstverständlich wird der Wirkungsgrad durch diesen Teil des Austrittsverlustes ungünstig beeinflußt und man wird daher darnach trachten, den Gefällsteil c_{u2}^2 ähnlich zurückzugewinnen, wie dies für die Meridiangeschwindigkeit im vorherigen Paragraphen besprochen worden ist. Das anzuwendende Mittel scheint auf der Hand zu liegen. In der arbeitsfreien Strömung durch einen Rotationshohlraum ist der Drall auf einer Stromlinie konstant, also

$$r \cdot c_u = \text{konst.}$$

Man hat daher nur die Wasserteilchen in einem Rotationshohlraum auf ausreichend großen Abstand von der Drehachse zu führen, um eine Verkleine-

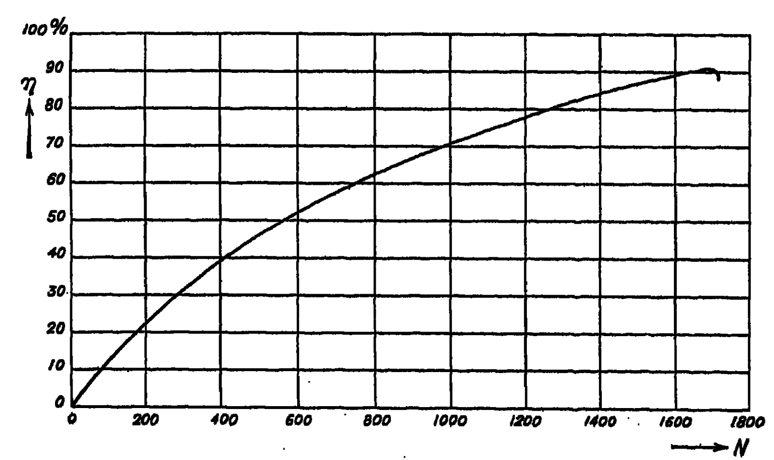


Abb. 160.

rung der Geschwindigkeit und damit eine Zurückgewinnung des Verlustes $c_{u_2}{}^2$ zu erreichen. Es sollte demnach möglich sein, auf diesem Wege die sonst so spitze, zu beiden Seiten rasch abfallende Wirkungsgradkurve von schnelllaufenden Turbinen mit festen Laufschaufeln erheblich zu verbessern. Kaplan, White und Moody haben ihre Saugrohrformen im Hinblick auf den Rückgewinn der Umfangskomponente entworfen (»Spreizsaugrohre«), s. Abb. 148—152. Der Erfolg trat denn auch in der gewünschten Richtung, aber lange nicht in dem erwarteten Umfang ein. Als Beispiel sei die gelegentlich der I. Weltkraftkonferenz vorgelegte Wirkungsgradkurve einer Turbine von Moody mit sehr sorgfältig durchkonstruiertem Rad und Saugrohr angeführt. Abb. 160 gibt die Kurve des Wirkungsgrades in Funktion der Leistung, Abb. 161 in Funktion der Wassermenge wieder. Abb. 162

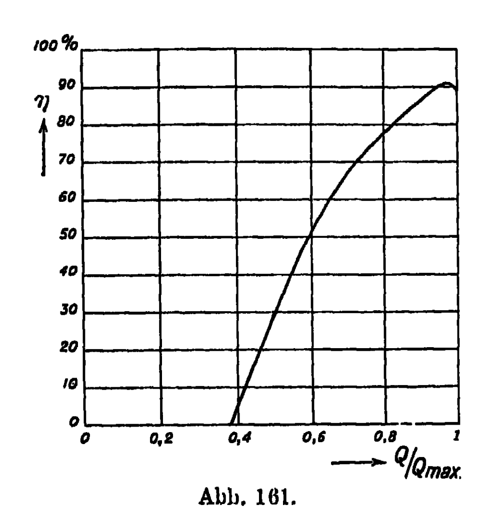


Abb. 161.

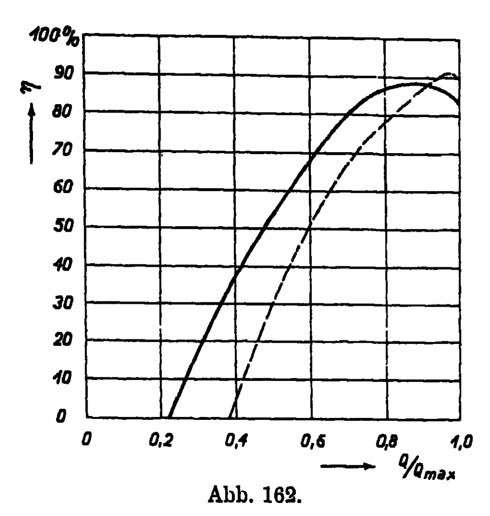


Abb. 162.

zeigt ausgezogen die Kurve einer von einer europäischen Firma konstruierten Turbine ungefähr gleicher Schnelläufigkeit. Wenn es auch nicht zulässig ist, bis in Einzelheiten Vergleichsschlüsse zwischen zwei von verschiedenen Rädern herrührenden Kurven zu ziehen, so steht doch fest, daß die Kurve der Moody-Turbine weniger rasch abfallen müßte, wenn die Austrittsenergie der Umfangskomponente ganz oder auch nur zum größeren Teil hätte zurückgewonnen werden können. Die Wichtigkeit des Problems erfordert ein kurzes Eingehen auf die möglichen Ursachen für die gefundene Abweichung der Tatsachen von dem zu erwartenden Ergebnis.

Nehmen wir an, auf dem Radius r unmittelbar nach dem Radaustritt einer Propellerturbine sei die spezifische Umfangsgeschwindigkeit des Wassers c_{u_2}. Die durch die Zentrifugalkraft eines Massenteilchens von der Basis 1 und der radialen Höhe dr bewirkte Druckzunahme ist dann

$$dp = \frac{\gamma}{g} 1 \cdot dr \frac{c_{u_2}{}^2}{r} 2\,g\,H$$

$$dp = 2\,\gamma\,H \frac{c_{u_2}{}^2}{r} dr.$$

die gesamte Druckerhöhung vom inneren Radius r_i bis zum äußeren r_e ist demnach

$$p_e - p_i = 2\,\gamma H \int_{r_i}^{r_e} \frac{c_{u_2}^2}{r}\, dr.$$

Wir haben, im Einklang mit allen anderen Autoren, bei unseren bisherigen Betrachtungen angenommen, der Druck an der Austrittsfläche des Rades (auf gleicher Höhe über Unterwasser) sei gleich; sowohl der festgestellte Zusammenhang zwischen den Diagrammen verschiedener Stromlinien (für c_i = konst.), wie auch die Schlußfolgerung über den Durchfluß durch das Saugrohr gründen sich auf diese Voraussetzung. Trifft sie nicht zu, so werden die bisher erhaltenen Ergebnisse einer Korrektur bedürfen.

Im Rad macht sich, wenn $c_{u_2} \gtrless 0$, in den äußeren Schichten ein größerer, in den inneren ein kleinerer Gegendruck geltend, als bisher vorausgesetzt. Die Relativgeschwindigkeiten werden daher außen etwas kleiner, innen etwas größer ausfallen. Sehr erheblich ist der Unterschied allerdings nicht, weil, wenigstens bei nicht allzu kleinem Wirkungsgrad, die festgestellte Druckzunahme nur einen kleinen Bruchteil des Gesamtgefälles ausmacht. Wie leicht einzusehen ist, erhalten dadurch die Austrittsdreiecke bei großen Leitradöffnungen etwas ungünstigere, bei kleinen etwas günstigere Formen.

Im Saugrohr bewirkt der erhöhte Druck außen eine Beschleunigung der dort fließenden Wasserteilchen, innen eine entsprechende Verzögerung. Bei Wassermengen unterhalb derjenigen »senkrechten Austrittes« wird daher die Umfangskomponente eine Vergrößerung der Meridiangeschwindigkeit in den äußeren, eine Verkleinerung in den inneren Schichten des Saugrohres bewirken, den Austrittsverlust also ungünstig beeinflussen. Man kann sich den Vorgang so vorstellen, daß über die Strömung bei Annahme gleichen Druckes im Austrittsquerschnitt eine Wirbelströmung im Saugrohr überlagert wird, die außen abwärts, innen aufwärts gerichtet ist (Abb. 163). Die dieser Bewegung entsprechende Energie wird durch Erweiterung des Saugrohrquerschnittes nur zum kleinsten Teil, durch die Führung der Wasserteilchen auf größeren Radius gar nicht mehr zurückgewonnen werden können. Um die Größenordnung dieses Verlustes zu erfassen, sei angenommen, daß Geschwindigkeitshöhen, die sich aus der Differenz der Meridiangeschwindigkeiten einerseits bei wechselndem und anderseits bei gleichem Druck in der Austrittsfläche des Laufrades ergeben, als Gefällsverluste zu buchen sind. Die Rückwirkung auf das Laufrad selbst und damit auf die Austrittsverhältnisse wird vernachlässigt. Wir nehmen an, die Meridiangeschwindigkeit werde auf dem Kreis mit dem Radius r_a von dem besprochenen Ringwirbel nicht beeinflußt, wohl aber auf den Stromlinien außerhalb und innerhalb der Grenze a—a.

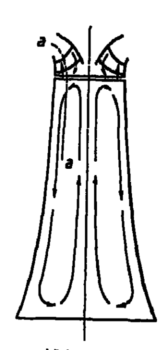


Abb. 163.

Auf einem Radius r (zwischen r_e und r_a gelegen) ist dann der Unterschied des Druckes gegenüber dem Druck p_a auf r_a:

$$p - p_a = 2\gamma H \int_{r_a}^{r} \frac{c_{u_2}^2}{r}\, dr.$$

Die Druckhöhe $\frac{p - p_a}{\gamma}$ erzeuge nun die sekundäre, nur lokal vorhandene Geschwindigkeit $(c_m - c_{m_{II}})\sqrt{2gH}$; die ihr entsprechende Energie kann nach Voraussetzung nicht mehr zurückgewonnen werden; ins Verhältnis zum Gefälle gesetzt, beträgt dieser lokale Verlust

$$\frac{p - p_a}{\gamma H} = 2 \int_{r_a}^{r} \frac{c_{u_2}^2}{r}\, dr. \tag{105}$$

Man könnte c_{u_2} aus dem Diagramm entnehmen und das Integral graphisch für mehrere Werte des Radius r auswerten. Da es sich aber hier nur um die Bestimmung des Verlustes in seiner Größenordnung handelt, sei an dieser Stelle zur Vereinfachung angenommen, die Spitzen der verschiedenen Austrittsdreiecke, d. h. die Endpunkte der w_2 im Diagramm lägen bei den verschiedenen Leitradöffnungen je auf einer Senkrechten zu u. Dies bedeutet, daß c_{u_2} für eine bestimmte Leitradstellung auf der ganzen Austrittskante gleich groß ist. In dem obigen Integral ist $c_{u_2}^2$ dann eine Konstante, die vor das Integralzeichen gesetzt werden darf:

$$\frac{p - p_a}{\gamma H} = 2 c_{u_2}^2 \int_{r_a}^{r} \frac{dr}{r} = 2\, c_{u_2}^2 \ln \frac{r}{r_a}. \tag{106}$$

Wir ersetzen den Logarithmus durch das erste Glied der Reihe und erhalten nach einigen Umformungen

$$\frac{p - p_a}{\gamma H} = 4\, c_{u_2}^2 \cdot \frac{r - r_a}{r + r_a}. \tag{107}$$

Der Beitrag all dieser lokalen Verluste am Gesamtverlust der Turbine ist wieder gegeben durch den Mittelwert

$$\frac{\int 4\, c_{u_2}^2 \frac{r - r_a}{r + r_a}\, dQ}{Q}.$$

Betrachten wir einmal nur die außerhalb a—a gelegene Schicht; $\frac{r_a}{r}$ ändert sich etwa zwischen 0,7 und 1; wir vereinfachen die rohe Überschlagsrechnung, indem wir r durch den konstanten Mittelwert $\frac{r_e + r_a}{2}$ ersetzen (r_e = äußerer Radius des 1. Saugrohrquerschnittes) und erhalten:

$$\frac{\int 4\, c_{u_2}^2 \frac{r - r_a}{r + r_a}\, dQ}{Q} = 4 \cdot \frac{1 - \frac{r_a}{r_e}}{1 + 3\frac{r_a}{r_e}} \cdot \frac{\int_{r_a}^{r_e} c_{u_2}^2\, c_m\, r\, db}{\int_{r_a}^{r_e} c_m \cdot r\, db}.$$

Bezeichnen wir den Wert $4\,\frac{1 - \frac{r_a}{r_e}}{1 + 3\frac{r_a}{r_e}}$ mit ζ_u, so muß der Rückgewinn ge-

schrieben werden als

$$\frac{\int (k'_u - \zeta_u)\, c_{u_2}^2\, c_m\, r\, db}{\int c_m\, r\, db},$$

wo nun k'_u den Beiwert des ideellen Rückgewinnes ohne Berücksichtigung des besprochenen Ringwirbels bedeutet.

Es ist also

$$k_u = k'_u - \zeta_u. \tag{108}$$

Wie gesagt, wird $\frac{r_a}{r_e}$ etwa zwischen 0,7÷0,75 gelegen sein, also wird

ζ_u etwa zwischen 0,4 und 0,2

liegen, welche Werte angenähert auch für die innere Schicht gelten dürften.

Hiezu treten noch erhebliche Verluste durch Wandreibung (langer Weg!), so daß selbst bei gut ausgebildeten Saugrohren der für den Rückgewinn von c_{u_2} maßgebende Beiwert $(k'_u - \zeta_u)$ wie folgt in Rechnung gesetzt werden kann:

$$k_u = k'_u - \zeta_u = 0 \div 0{,}1 \div 0{,}4.$$

Der Rückgewinn der Umfangskomponente c_{u_2} wird also im günstigsten Fall nur ein bescheidener sein, jedenfalls kleiner als derjenige der Meridiankomponente. In der Wirkungsgradkurve äußert sich die Erscheinung so, wie wenn die besprochenen Formen zur Rückgewinnung der Umfangskomponente nur zum kleineren Teil wirksam wären. Wie Vergleichsversuche gezeigt haben, stehen die Saugkrümmer, wenn gut ausgebildet, in ihrer Wirkung den Spreizformen kaum nach.

Man kann sich fragen, ob und durch welche Maßnahmen doch noch eine Verbesserung von k_u zu erzielen wäre. Der Grund für die Geringfügigkeit des Rückgewinnes liegt offenbar darin, daß am Laufradaustritt die Meridiangeschwindigkeit in der Hauptsache axial oder sogar radial einwärts gerichtet ist. Je ausgesprochener dies zutrifft, desto stärker wird sich die oben besprochene Veränderung der Meridiangeschwindigkeit bemerkbar machen, desto kleiner wird also $k'_u - \zeta_u$ ausfallen. Am günstigsten würde in dieser Beziehung ein Rad mit rein radial auswärts gerichteter Meridiankomponente sein. Es hält allerdings schwer, die Richtigkeit dieses Hinweises an Hand von tatsächlichen Ausführungen nachzuprüfen, weil ja die Gestalt der Wirkungsgradkurve nicht nur von dem einen hier in Frage stehenden Umstand abhängt; immerhin deuten die wenigen möglichen Vergleiche alle in der angegebenen Richtung. So wäre zu erwägen, ob nicht eine Anordnung von Leit- und Laufrad nach Abb. 164, die meines Wissens schon einmal von Moody, wenn auch aus anderen Gründen, vorgeschlagen worden ist, zum Ziele führen würde. Leider hätte man im Vergleich zum Axialrad höhere Umfangs- und Relativgeschwindigkeiten im Laufrad in Kauf zu nehmen, was wahrscheinlich die Vorteile eines besseren Rückgewinnes der Umfangskomponente im ganzen genommen wieder aufheben würde.

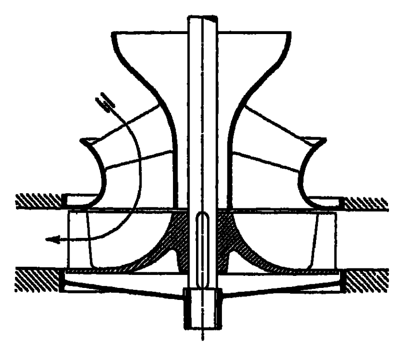


Abb. 164 Innen beaufschlagtes Rad (schematisch).

Als einziges sicheres Mittel, größere Verluste infolge der Rotation des Wassers am Radaustritt ($c_{u_2}^2$) zu vermeiden, muß also nach wie vor die Lösung mit beweglichen Schaufeln im Lauf- und im Leitrad, die »Kaplanturbine«, und, bis zu einem gewissen Grade, die Turbine mit festen Leit- und beweglichen Laufschaufeln angesehen werden.

§ 54. Konstruktive Ausführung des Saugrohrs und des Saugrohruntersatzes.

In der Regel dient das Saugrohr nicht nur zur Abführung des Wassers, sondern, sei es allein oder mit anderen Elementen zusammen, gleichzeitig zur Abstützung der Turbine auf das Fundament. Es ist daher logisch, diese Abstützung mit dem Saugrohr zusammen zu behandeln.

Der Untersatz selbst ist fast ausnahmslos aus Gußeisen; er ist mit dem anschließenden Teil der Turbine durch einen Flansch verbunden, der zugleich als erste Versteifung dient. Auf der Außenseite herrscht nämlich (ausgenommen bei Spiralturbinen) ein Druck entsprechend der Wassersäule bis zum Oberwasserspiegel, im Inneren Saugdruck, d. h. Atmosphärendruck, vermindert um die statische und dynamische Saughöhe. Das Element steht also unter einem äußeren Überdruck, der ungefähr dem Gefällsdruck gleich ist; es muß daher versteift werden. Ist der Querschnitt kreisrund, so genügen dazu schon die normal notwendigen Flanschen und sonstigen Verstärkungen; ist der Querschnitt elliptisch oder rechteckig, so ist, besonders bei höheren Gefällen, durch Rippen für die nötige Festigkeit zu sorgen.

Der Untersatz wird heute gewöhnlich einbetoniert.

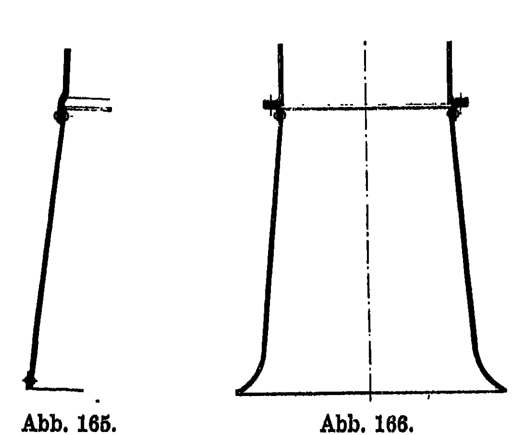


Abb. 165. Abb. 166.

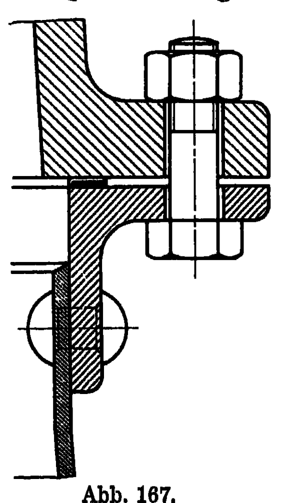


Abb. 167.

Das an ihn anschließende Saugrohr wird entweder aus Guß, aus Blech oder aus Beton hergestellt. Im ersteren Fall kann es unmittelbar aus einem Stück mit dem Untersatz bestehen. Guß- und Blechsaugrohre sind in der Regel immer solche mit gerader Achse. Das Blechsaugrohr kann entweder mit dem Untersatz vernietet (Abb. 165) oder durch eine aufgenietete oder aufgeschweißte Flansche (Abb. 166 und 167) mit ihm verbunden werden. Ragt das Saugrohr unterhalb der den Untersatz tragenden Betondecke weit

heraus, so empfiehlt es sich, besonders bei hohen Gefällen, es unten nochmals durch Streben oder Betonummantelung quer zur Achse zu sichern, weil es sonst leicht in Schwingungen gerät (s. z. B. Taf. 18, Abb. 4 und 5).

Zur Herstellung des Saugrohres aus Beton dient eine Holzform, die Verschalung, um die herum der Beton aufgestampft wird; die Schichte unmittelbar an der Verschalung besteht aus einem fetteren und feinkörnigen Material; sie ist besonders sorgfältig aufzubringen. Zur Ausschalung muß die Form nach innen abgebaut werden können, wozu eine gewisse Mindestgröße des Querschnittes gehört, in der Regel etwa 1000 mm als Eintrittsdurchmesser des Saugrohres. Abb. 168 zeigt die Saugrohrverschalung des Kraftwerkes Rötteln. Zur Herstellung der Verschalung dienen Längs- und Querschablonen, aus denen das Gerippe gebildet wird. Der Konstrukteur hat dem Bauunternehmer die dazu nötigen Zeichnungen, Maße und sonstigen Angaben zu liefern (s. Abb. 153 und 154).

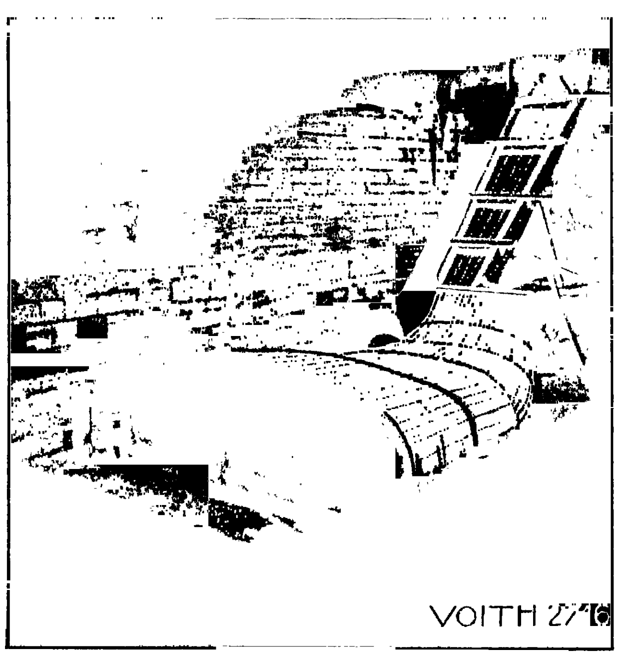


Abb. 168.
Kraftwerk Rötteln, Einschalung des Saugrohres.

Bei senkrechter Welle und einem Rad gießt dieses unmittelbar in den Untersatz aus, bei wagrechter dagegen ist entweder ein Krümmer (Ausguß von einem Rad) oder ein T-Stück im Falle der Zwillingsturbine mit gemeinsamem Saugrohr notwendig, um das Wasser von der wagrechten in die senkrechte Richtung umzulenken. Bei der Doppelturbine immer, bei der einfachen häufig, geht die Welle durch diese Teile durch, so daß außer den Verlusten durch rasche Umlenkung auch noch solche infolge der Störung der Strömung durch die Welle auftreten. Der Wirkungsgrad eines Rades ist daher bei Einbau mit senkrechter Welle und Ausguß ohne Krümmer immer etwas höher als bei Einbau mit wagrechter Welle. Der Unterschied ist um so größer, der Wirkungsgrad der Turbine mit Saugkrümmer um so niedriger, je höher die Geschwindigkeit c_s und je stärker die Krümmung auf der Seite gegen den Krümmungsmittelpunkt zu ausgeführt ist. Die wagrechte Welle wirkt daher bei Turbinen von hoher Schnelläufigkeit ungünstiger als die gleiche Anordnung bei Langsamläufern. Die Ausbildung der oberen Begrenzung des Saugrohres hat weit kleineren Einfluß auf die Verluste als die untere, sie darf wiederum als Ecke ausgebildet werden, wenn nur durch entsprechende Formgebung der unteren Begrenzung und des senkrechten

Saugrohrteiles dafür gesorgt wird, daß keine zu großen Beschleunigungen und lokalen Verzögerungen der Wasserteilchen auftreten. Bei Zwillingsturbinen kann aus dem gleichen Grunde das T-Stück oben mit einer glatten durchlaufenden Linie abgeschlossen werden (Abb. 169), oder durch eine Form, die es als Zusammensetzung von zwei abgeflachten Krümmern erscheinen läßt (Abb. 170).

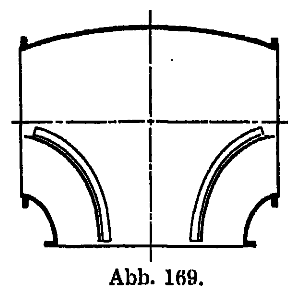


Abb. 169.
Saugkessel mit Zwischenwänden.

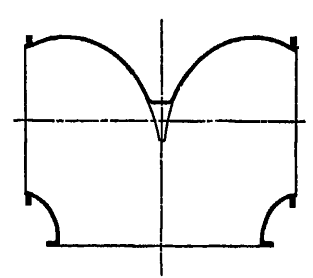


Abb. 170. Saugkessel für Zwillingsturbinen, Form entstanden durch Zusammenfügen zweier Krümmer.

Zum leichteren Demontieren der Welle werden, wenigstens bei größeren Abmessungen, Saugkrümmer und Saugkessel in der Regel zweiteilig ausgeführt, Teilfuge horizontal oder vertikal.

Das Leitrad und die Regulierung.

Sind die Schaufeln im Leitrad drehbar angeordnet, was heute in weitaus den meisten Fällen zutrifft, so läßt sich die Konstruktion der Schaufel kaum trennen von den Elementen, die zu ihrem Antrieb dienen. Aus diesem Grunde werden nachstehend das Leitrad, seine Schaufeln und deren Antrieb, die sogenannte Regulierung, in einem behandelt.

§ 55. Zweck des Leitrades und Formgebung der Schaufeln.

Wir haben bei der Besprechung des Laufrades gesehen, daß diesem das Wasser mit einer Geschwindigkeit bestimmter Richtung und Größe zufließen muß, wenn die Turbine gewisse Voraussetzungen über den Betriebszustand erfüllen, d. h. nach einem bestimmten Diagramm, z. B. mit senkrechtem Austritt, laufen soll. Das Leitrad hat nun die Aufgabe, eine Strömung nach den gemachten Voraussetzungen zu erzeugen. Allerdings haben wir in den § 16 u. f. schon festgestellt, daß die Forderung einer Strömung bestimmter Art nur für eine Stromlinie gestellt werden darf, wenigstens wenn die Schaufeln so ausgeführt sind, wie dies üblich ist, nämlich als zylindrische Körper mit Erzeugenden parallel zur eigenen Drehachse, oder, im Falle des konischen Leitapparates, als kegelförmige Körper, deren Erzeugende sich auf der Turbinenachse schneiden. Die Schaufel ist sonach

bestimmt, wenn ein Querschnitt von ihr senkrecht zu ihrer Achse vorliegt, oder gezeichnet werden kann. Hydraulisch gesehen vereinfacht sich die Frage der Konstruktion der Schaufel zunächst auf die nach deren Querschnitt Wir zeichnen diesen stets für die Daten der im Laufrad angenommenen (sogenannten mittleren) Stromlinie auf. Dazu müssen wir uns zunächst klar sein über die Strömung, die das Leitrad erzeugen soll, und sodann über die Zuströmung zu ihm, d. h. über die Veränderung, die die Strömung zwischen Ein- und Austritt des Leitrades erleiden soll.

Über die Strömung vom Leitrad weg sind die nötigen Anhaltspunkte schon bei der Besprechung des Laufrades gewonnen worden. Bezeichnen wir wieder mit dem Index $'$ Werte, die sich auf den Austritt, mit dem Index $''$ solche, die sich auf den Eintritt des Leitrades beziehen, so erhalten wir Meridian- und Umfangskomponente der Geschwindigkeit am Austritt des Leitrades zu

$$c'_u = c_{u_0} \frac{D_1}{D'}$$

$$c'_m = c_{m_0} \frac{F_1}{F'}$$

und daraus den Winkel, den die Richtung der Totalgeschwindigkeit mit dem Umfang einschließt, aus der Beziehung:

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{c'_m}{c'_u}.$$

Die Geschwindigkeiten c_{m_0} und c_{u_0} finden sich im Diagramm, D_1, b_1 und damit F_1 werden durch die Konstruktion des Rades als schon bestimmt vorausgesetzt. D' wird bei Langsamläufern um 40 bis 100 mm größer als D_1 gewählt, so daß ein sogenannter Schaufelspalt von 20 bis 50 mm entsteht. Bei Turbinen von höherer spezifischer Drehzahl wird die Austrittskante der Leitschaufel in offener Stellung etwa da angenommen, wo die äußere Meridiankurve sich von der radialen in die axiale Richtung umzubiegen beginnt, oder aber es wird die Drehachse der Leitschaufel bis an den Beginn der Krümmung herangerückt und D' zunächst durch Schätzung der radialen Entfernung der Schaufelspitze von der Drehachse festgelegt. Der Schaufelspalt fällt hier, ohne daß dies nachteilig wäre, wesentlich größer aus, als oben angegeben. Die Leitradbreite b' ist entweder durch die Führung der beiden Grenz-Meridianlinien schon gegeben (Langsamläufer) oder sie kann nach Wahl von c'_m aus der Tabelle I erhalten werden. Die Leitschaufeln werden je nach Größe stets bis zu einer gerade noch zulässigen Minimalstärke von 3—10 mm zugeschärft; wir nehmen der Einfachheit halber D' als Durchmesser des Kreises an, auf dem sich die Tangenten an der Spitze der Leitschaufel schneiden (s. Abb. 177). Auf diesem Kreis haben wir nun durch entsprechende Formgebung des Leitrades die durch obige Gleichungen umschriebene Strömung zu erzeugen. Wir nehmen ferner an, daß das Wasser in der Richtung der Winkelhalbierenden an der Spitze von der Schaufel wegfließe. Eine kleine Abweichung dieser Annahme von der Wirklichkeit hat nicht viel auf sich, da ja die Schaufeln ohnedies verstellbar sind; übrigens könnte zur Feststellung der Korrektur der in § 37 für das Laufrad gezeigte Weg sinngemäß auch hier eingeschlagen werden.

Die Zuströmung zum Leitrad ist ganz verschieden, je nach dem Einbau der Turbine. Steht diese symmetrisch in einem offenen Schacht, oder fließt ihr das Wasser ohne Umfangskomponente zu, z. B. aus einem Stirnkessel, so darf angenommen werden, daß die Zuströmung in Axialebenen, also im Schnitt senkrecht zur Drehachse der Schaufel wesentlich radial erfolge. Das Leitrad muß in diesem Fall die ganze Umfangskomponente c_u' erst erzeugen, es hat also eine Vergrößerung des Dralles $r \cdot c_u$ vom Eintritt ($r'' c_u'' = 0$) bis zum Austritt ($r' c_u'$) des Leitrades einzutreten. Dem entspricht eine Reaktion des Wassers auf die Leitradschaufeln in umgekehrter Richtung; es wirken also Kräfte in einem der Drehrichtung der Turbine entgegengesetzten Sinn auf sie. Da, wie aus dem Diagramm für verschiedene Wassermengen ersichtlich (z. B. Abb. 48), c_{u0} mit abnehmender Leitradöffnung wächst, so wächst auch der Drall in gleichem Sinne; die Kräfte in der Umfangsrichtung sind anderseits aber auch der Wassermenge proportional, nehmen also mit kleiner werdender Öffnung trotz Zunahme des Enddralles ab.

Denken wir an das andere Extrem, an eine Turbine hoher spezifischer Drehzahl mit Zuführung des Wassers durch eine Spirale. Die Umfangskomponente am Laufradeintritt c_{u0} beträgt z. B. bei $u_1 = 2$ nur noch rund 0,22, c'_u ist noch kleiner und würde bei Konstanthaltung des Dralles bis zur Mitte der Spirale nochmals nahezu auf die Hälfte abnehmen. Die spezifische Zuflußgeschwindigkeit in der Spirale wird aber in der Regel zu 0,2 bis 0,3 gewählt werden müssen; sie bestimmt, da sie angenähert tangentiell gerichtet ist, den Drall am Eintritt des Leitrades. Wie man sieht, ist dieser rund 2- bis 3 mal so groß, wie er am Leitradaustritt zu sein hat. Das Leitrad hat hier die Aufgabe, den Drall zu v e r k l e i n e r n, statt ihn zu vergrößern. Allerdings wechselt die Änderung $r'' c_u'' - r' c_u'$ der Größe und unter Umständen auch dem Sinne nach, wenn die Schaufel sich mehr und mehr schließt; denn die Geschwindigkeit in der Spirale, also auch c_u'' nimmt proportional der Wassermenge ab, während die Geschwindigkeit c_u' bei Verkleinerung der Wassermenge immer größer und größer wird.

Bei einer Mittelform (Turbine mittlerer spezifischer Drehzahl mit Spirale) ist, wenigstens bei einer bestimmten Wassermenge, der durch die Spirale erzeugte Drall gleich dem, der am Laufradeintritt für den betreffenden Betriebszustand notwendig ist; man könnte also in diesem Fall ganz ohne Leitrad auskommen, ohne daß am Laufradaustritt c_{u2} negativ würde. Es werden dann keine resultierenden Umfangskräfte auf die Leitradschaufeln ausgeübt.

Es leuchtet ohne weiteres ein, daß je nach der Art der Umlenkung auch die Form des Leitschaufelgitters und der Schaufel eine andere sein sollte. Sie hätte sich nicht nur je nach Zu- und Abströmung von Fall zu Fall, sondern auch je nach der Leitradstellung zu verändern. Das letztere ist natürlich unmöglich; man hat demnach die Leitschaufel für e i n e bestimmte Stellung zu konstruieren, als welche eigentlich die dem günstigsten Diagramm, also die dem besten Wirkungsgrad entsprechende zu wählen wäre; meist wird aber von der, der vollen Wassermenge entsprechenden Stellung ausgegangen. Es sei übrigens gleich bemerkt, daß Abweichungen von der (zunächst gedachten) günstigsten Form nicht von allzu schwerwiegenden Folgen

sind; der Wirkungsgrad wird zunächst nur wenig beeinflußt, schon weil die Geschwindigkeiten im Leitrad immer verhältnismäßig klein sind, verglichen mit den Relativgeschwindigkeiten in einem Laufrad von hoher spezifischer Drehzahl. Immerhin wird man nicht so weit gehen dürfen, für alle Fälle die gleiche Leitschaufelform zu verwenden, und wird sich zum mindesten vor Verwendung einer bestimmten Form darüber Klarheit verschaffen müssen, wie weit sie von der günstigsten abweicht.

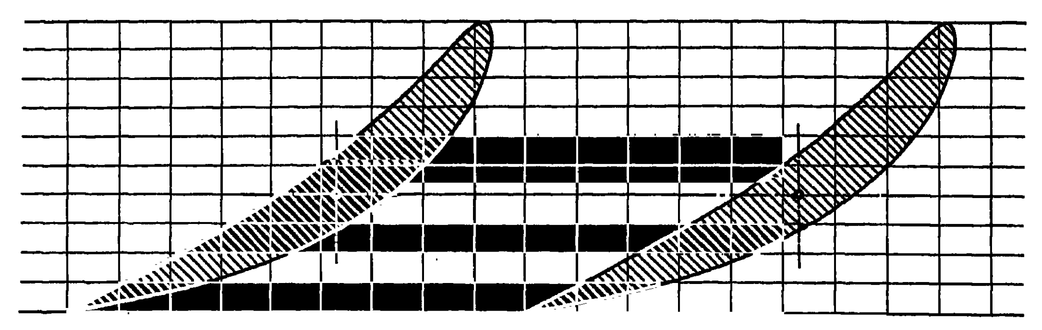


Abb. 171.

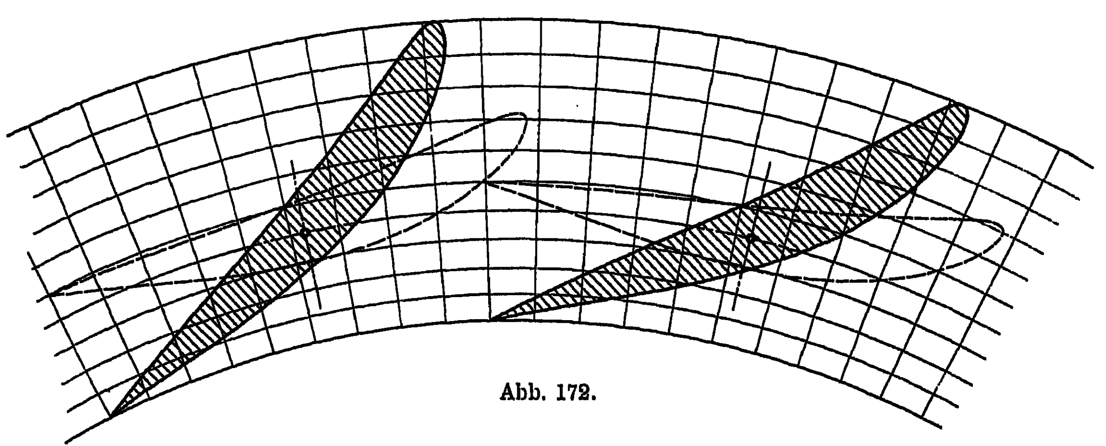


Abb. 172.

Abb. 171 und 172. Leitschaufeln im geraden und im gekrümmten Netz für Vergrößerung des Dralls.

Als Grundformen können wieder solche dienen, die den bekannten Tragflügelprofilen (s. Göttinger Versuchsberichte) ähnlich sind; nur ist darauf zu achten, daß die Leitschaufel an der Ansatzstelle der Drehachse oder der Stelle der Bohrung für den Drehbolzen eine gewisse minimale Stärke haben muß, desgleichen an ihrem äußeren Ende, sofern dort der Zapfen für die Regulierlasche anzusetzen ist (Innenregulierung).

Die gewöhnlichen Tragflügelprofile sind für geradlinige Zu- und Abströmung bestimmt, während es sich hier um achsensymmetrische Strömungen handelt. Man kann den Übergang bewerkstelligen, indem man sich zuerst das der Zu- und Abströmung entsprechende gerade Gitter aufzeichnet und dieses sodann auf ein entsprechendes achsensymmetrisches Netz konform überträgt. Während das eine Netz aus geraden Rechtecken gleicher Größe

besteht, wird das zweite aus Radien und Kreisbogen so zusammengesetzt, daß gleiches Verhältnis der Mittellinien wie beim geraden Netz entsteht. Die Abb. 171—174 erläutern das Verfahren und zeigen zugleich den Unterschied zwischen einem Leitrad zur Vergrößerung und einem solchen zur Verkleinerung des Dralls.

Man kann sich bei der Konstruktion der Leitschaufeln sehr wohl gewisser empirischer Regeln bedienen und große Stücke des Schaufelprofils aus freier

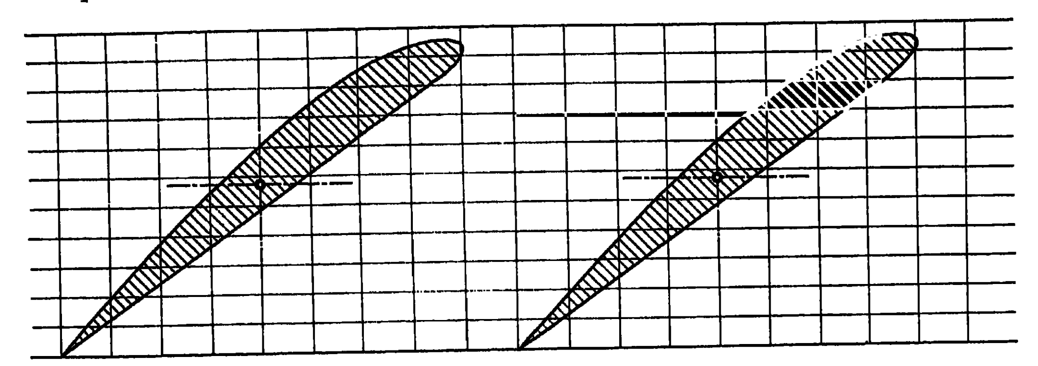


Abb. 173.

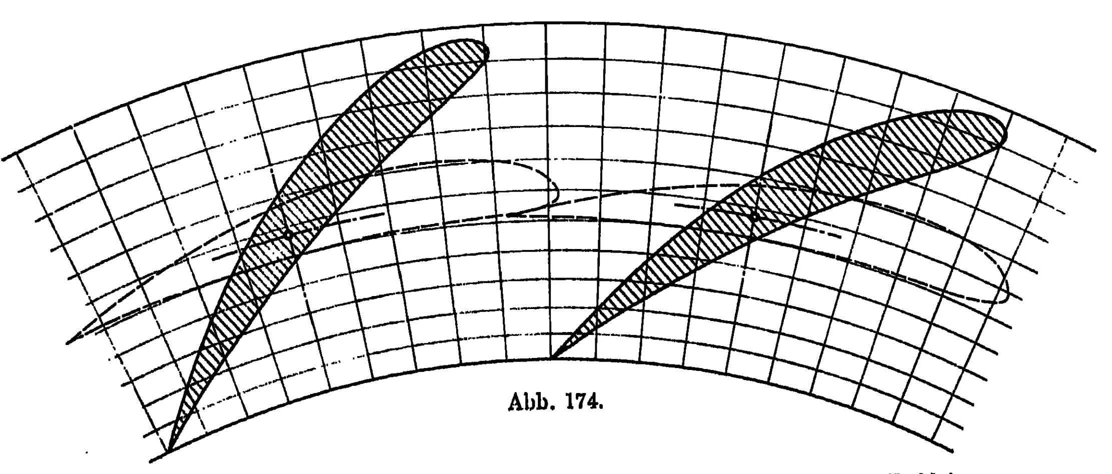


Abb. 174.

Abb. 173 und 174. Leitschaufeln im geraden und im gekrümmten Netz für Verkleinerung des Dralls.

Hand entwerfen. Wesentlich ist nur, daß die Übergänge hinsichtlich Krümmung und Neigung überall stetige sind und in den Kanälen keine Verzögerung des Wassers eintritt.

Auch in der Wahl der Schaufelzahl und der Länge der Schaufeln sind große Unterschiede zwischen den Ausführungen der verschiedenen Firmen festzustellen, ohne daß sich dies in den erreichten Wirkungsgraden der Turbinen bemerkbar machen würde. Leiträder mit wenig Schaufeln sind billiger, verlangen aber unter sonst gleichen Umständen etwas größere Regulierarbeit. Als Anhaltspunkt für die Schaufelzahl z' im Leitrad sei die folgende Beziehung empfohlen:

$$z' = \frac{1}{4}\sqrt{D'} + 4 \div 6. \tag{109}$$

D' ist in mm einzusetzen. Bei der endgültigen Entscheidung wird gewöhnlich noch darauf geachtet, daß die Schaufelzahl im Leitrad nicht die gleiche wird wie im Laufrad, damit die Unregelmäßigkeit der Strömung beim Vorübergehen einer Laufradschaufel an einer solchen des Leitrades nicht bei allen Schaufeln im gleichen Zeitpunkt eintritt; die Frequenz dieser Stöße wird durch die Ungleichheit der Schaufelzahlen stark erhöht, ihre Intensität herabgesetzt und damit die Gefahr von Resonanzschwingungen stark vermindert[1].

Die Schaufelspitze wird, wie gesagt, mit einer Zuschärfung von 12 bis 20° und mehr ausgebildet. Wird dieser Winkel gleich dem Zentriwinkel der Teilung, d. h. gleich $\frac{360^0}{z'}$ gemacht, so wird die Flanke auf der Rückseite der Schaufel von der Spitze an bis ungefähr zu einem der nächstfolgenden Schaufel gegenüberliegenden Punkt gerade geführt (Abb. 175). Ist die Schaufelzahl so klein, daß der Winkel $\frac{360^0}{z'}$ wesentlich größer wird als der Zuschärfungswinkel, so wird die Rückseite des Schaufelprofils vielfach durch einen Kreisbogen begrenzt, der analog wie beim Laufrad tangentiell an die Spitze anschließt.

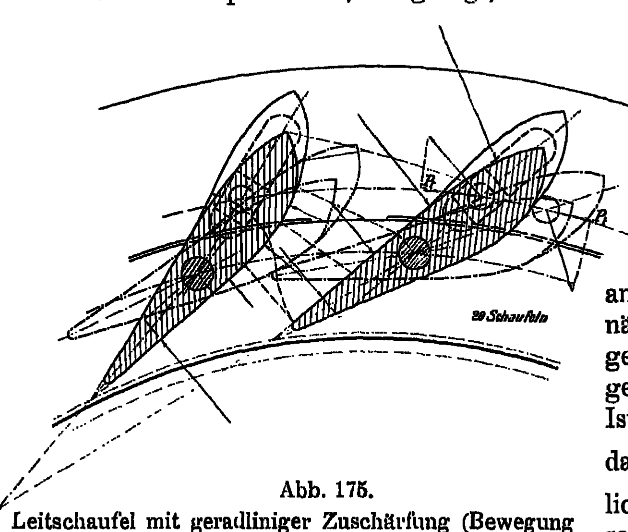


Abb. 175.
Leitschaufel mit geradliniger Zuschärfung (Bewegung durch Gleitsteine, veraltet).

D i e L ä n g e d e r S c h a u f e l im Verhältnis zur Teilung richtet sich nach der gesamten durch das Leitrad zu bewirkenden Ablenkung; nach neueren Versuchen kann sie ohne jeden Nachteil erheblich kürzer gehalten werden, als dies in früheren Ausführungen, etwa wie in Abb. 175 geschah. Die Minimallänge ist durch die Forderung gegeben, daß zwei aufeinanderfolgende Schaufeln noch zum gegenseitigen Abschluß kommen müssen, sei es durch Anschlag der Spitze der einen Schaufel am Rücken der vorangehenden (Abb. 175) oder durch Berührung von innerer und äußerer Spitze nach Abb. 176.

Im einen wie im anderen Fall sind die Abschlußkanten genau zu bearbeiten und dazu die nötigen Arbeitsleisten im Rohgußstück vorzusehen. Die Bearbeitung ist leichter bei Durchbildung nach Abb. 176; auch ergeben sich nach Abb. 172, 174 oder 175 oft Vorsprünge oder Vertiefungen an der Bearbeitungsstelle am Schaufelrücken.

Es kann nun etwa folgender Konstruktionsgang eingeschlagen werden:

Ist die Schaufelzahl gewählt, so trägt man sich die Teilung auf einem Kreis vom Durchmesser D' auf, zieht dann die Richtungen von α' gegen

[1] L o P r e s t i, Le Turbine idrauliche. Milano 1922.

den Umfang, wählt die Schaufelstärke am Austritt zu 3—10 mm, läßt die Endkurven einer jeden Schaufel unter sich einen Winkel von 12—20° bilden und führt die Schaufel im übrigen so aus, wie es die zu den Abb. 171—174 führenden Überlegungen als richtig erscheinen lassen, sowie unter Berücksichtigung der für die Lagerung und den Antrieb notwendigen Elemente.

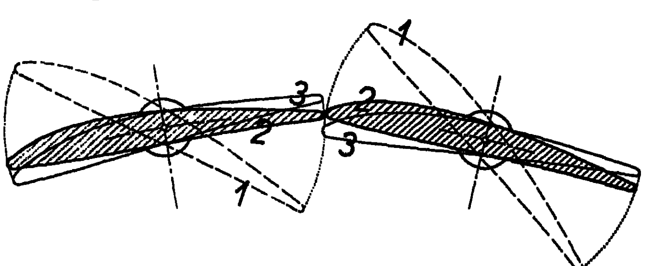


Abb. 176. Durchschwenkbare Leitschaufeln, 1—1 offene, 2—2 geschlossene, 3—3 Bremsstellung.

Die kurze Leitschaufel nach Abb. 176 hat u. a. noch den Vorteil, daß sie in durchgeschwenkter Lage ein Bremsen der Turbine bewirkt. Eine kleine Gegenöffnung, die 5÷10% der Vollwassermenge durchläßt, reicht für diesen Zweck vollständig aus. Auch verstopft sich das so ausgeführte Leitrad weniger leicht, als wenn die Schaufelspitze an einem Punkt des Rückens der vorangehenden Schaufel anschlägt.

§ 56. Belastung durch Wasserdruck und Drehmoment von Leitschaufeln.

Um die Regulierkräfte bei Drehschaufeln beurteilen zu können, muß zunächst das Drehmoment einer Schaufel bekannt sein. Abb. 176 und 177 zeigen Drehschaufeln in geschlossener und in offener Stellung.

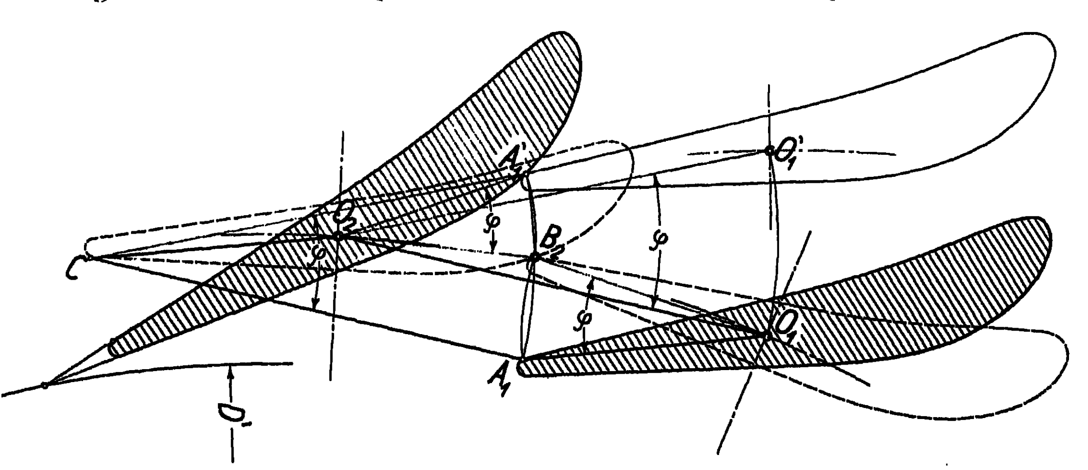


Abb. 177. Verfahren von Braun zur Bestimmung der geschlossenen Stellung.

Die erstgenannte Stellung wird aus der offenen am besten nach dem Verfahren von Braun wie folgt gefunden (Abb. 177).

Der Schlußpunkt A_1 der Schaufelspitze läßt sich immer mit großer Sicherheit angeben. Werden die drei Punkte A_1, O_1, O_2 durch C zu den vier Ecken eines Parallelogrammes ergänzt, so bleiben sich bei einer Verdrehung der Schaufeln je zwei gegenüberliegende Seiten immer parallel;

Denkt man sich einmal $O_2 C$ statt $O_1 O_2$ festgehalten, so beschreibt der Punkt A_1 einen Kreis um C, der Drehpunkt O_1 einen solchen um O_2. Die Relativbewegung der Schaufeln ist hiebei die gleiche wie bei festem $O_1 O_2$, somit berührt auch A_1 die Rückschaufel von 2 an der gleichen Stelle A_1'. O_1 gelangt nach O_1'. Dreht sich nun das ganze System, also auch die Schaufel 2 wieder rückwärts um den Punkt O_2, bis O_1' wieder nach O_1 und A_1' damit nach B_2 kommt, also um den Winkel φ, so nimmt es endlich die der tatsächlichen Schlußstellung entsprechende Lage ein. φ ist also der Drehwinkel der Schaufel von der Ausgangs- bis zur Schlußstellung, A_1' der Abschlußpunkt am Rücken.

a) Kräfte auf die geschlossene Schaufel.

Sind in Abb. 178 A und B die Abschlußpunkte einer Schaufel gegenüber den beiden benachbarten, so herrscht auf der Flanke ACB ein Druck entsprechend der Wassersäule von dieser Stelle bis zum Oberwasserspiegel,

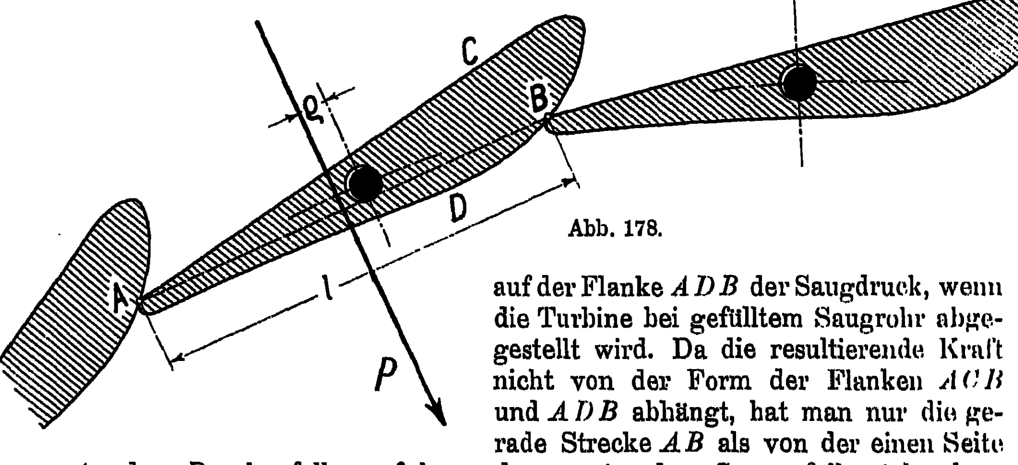


Abb. 178.

auf der Flanke ADB der Saugdruck, wenn die Turbine bei gefülltem Saugrohr abgegestellt wird. Da die resultierende Kraft nicht von der Form der Flanken ACB und ADB abhängt, hat man nur die gerade Strecke AB als von der einen Seite unter dem Druckgefälle, auf der anderen unter dem Sauggefälle stehend zu betrachten. Die Druckdifferenz ist gleich dem Gefällsdruck und die Kraft des Wassers auf die Schaufel gleich

$$P = b' \, l \cdot \gamma \, H. \tag{110}$$

Diese Kraft steht senkrecht auf AB und greift in der Mitte dieser Strecke an. Geht sie nicht zufällig durch den Drehpunkt der Schaufel, so wird sie ein Moment $P \cdot \varrho$ um die Drehachse erzeugen, dem durch die Regulierorgane das Gleichgewicht gehalten werden muß, sei es durch eine exzentrische Kraft an einem Regulierbolzen der Schaufel oder durch ein Gegendrehmoment am Schaufelbolzen, wenn dieser aus einem Stück mit der Schaufel besteht und von außen angetrieben wird.

b) Kräfte auf die offene Schaufel.

Während bei geschlossener Schaufel die ganze Umrißlinie des Schaufelprofils in zwei leicht bestimmbare Teile zerlegt werden kann, auf denen der Druck je konstant ist, wechselt dieser bei geöffneter Schaufel von Punkt zu Punkt; die Berechnung des Druckes an einer Stelle und der resultierenden

Kraft auf die Schaufel wird dadurch erheblich verwickelter. In der Regel wird zur Bestimmung der Drücke wie folgt vorgegangen:

Man sucht sich in dem Kanal zwischen zwei Schaufeln, sei es mit Hilfe von eingeschriebenen Kreisen, sei es nach Augenmaß die Normalen zu den Stromlinien einzuzeichnen (Abb. 179) und nimmt an, daß der Druck in einem so bestimmten »Querschnitt« konstant sei. Wenn wir, angesichts der Unsicherheit dieser Rechnung, von der Berücksichtigung der Widerstände absehen, so erhält man den Druck in einem Querschnitt der lichten Weite a nach Anwendung der Bernoulli'schen Gleichung und einigen Umformungen zu

$$p = \gamma H \left[1 - c'^2 \left(\frac{a'}{a}\right)^2\right]. \tag{111}$$

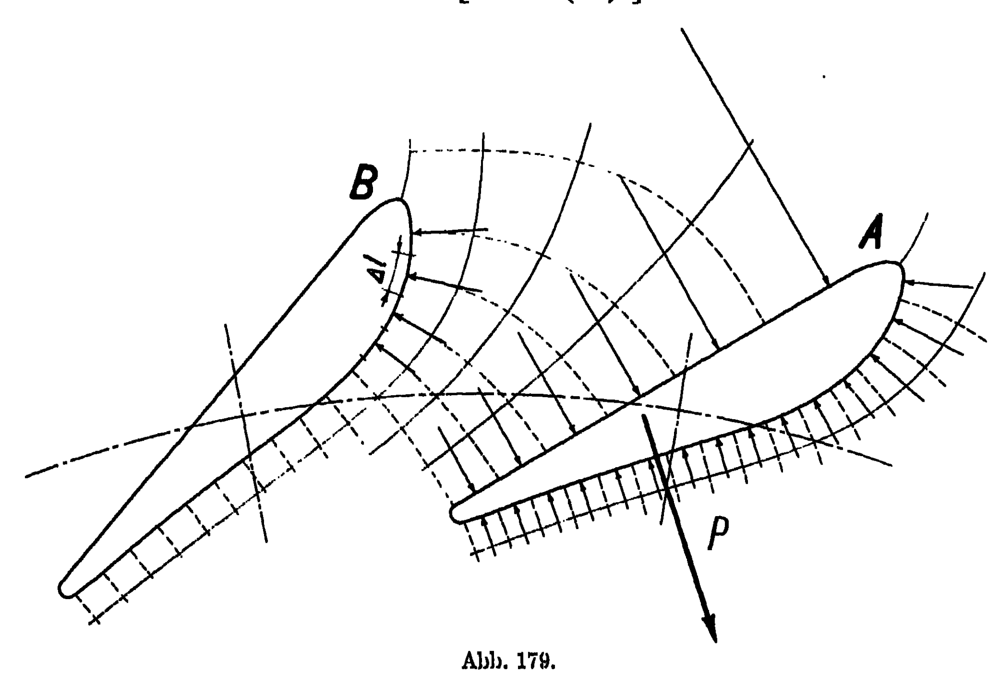


Abb. 179.

(a' ... lichte Kanalweite im letzten Querschnitt des Leitrades, c' ... dortige spezifische Geschwindigkeit.) Eigentlich wäre noch γH_s von p zu subtrahieren; allein da dies für die ganze Schaufelfläche zutrifft, bleibt die Saughöhe praktisch ohne Einfluß auf die resultierende Schaufelkraft und kann unberücksichtigt bleiben. Man bestimmt sich so den Druck auf einer Anzahl von Punkten des Schaufelprofiles, denkt sich diese Drücke auf Flächen wirkend, gegeben durch die Breite b' und die Mittelpunkte der beiden rechts und links eines Bestimmungspunktes gelegenen Abschnitte des Profils (s. Abb. 179). Die Einzelkräfte

$$\Delta P = (\Delta l b') p$$

sind senkrecht zu den zu ihnen gehörigen Flächenelementen gerichtet, alle zusammengesetzt ergeben die resultierende Kraft, die das Wasser auf die Schaufel ausübt.

Wie leicht ersichtlich, vernachlässigt diese Berechnungsart den Einfluß der Zuströmung und den des Unterschiedes im Drall von Zu- und Abströmung. Mindestens trägt sie diesem Umstand nicht genügend Rechnung. Das nachstehend beschriebene Verfahren ist in dieser Hinsicht etwas vollkommener, wenn auch in der Behandlung umständlicher.

Wir rechnen in spezifischen Geschwindigkeiten. Ein Kanal nach Abb. 180 werde durch Kreise um die Achse unterteilt. Werden auf die durch einen Rotationshohlraum strömenden Wasserteilchen in der Umfangsrichtung keinerlei Kräfte ausgeübt, so ist bekanntlich

$$r \cdot c_u = \text{konst.}$$

$$\left| \frac{d c_u}{d t} \right|_f = - \frac{c_u}{r} \frac{d r}{d t}.$$

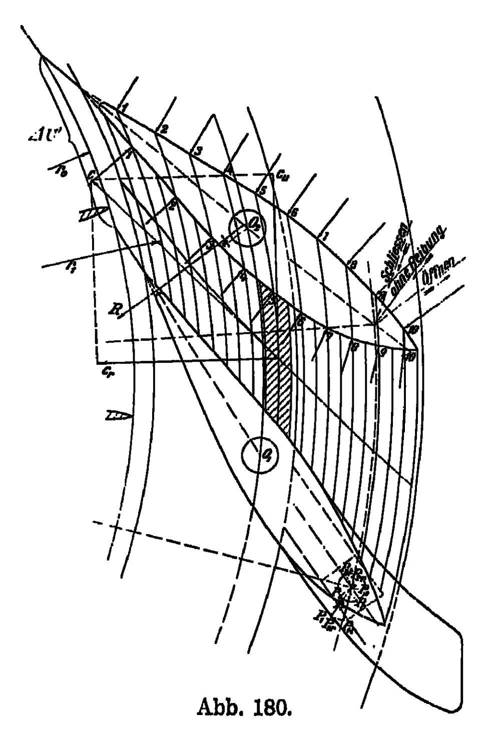


Abb. 180.

$\left| \frac{d c_u}{d t} \right|_f$ ist die Beschleunigung in der arbeitsfreien Strömung. Im Leitrad erteilen die Schaufelflächen dem Wasserelement in der Richtung des Umfanges eine weitere Beschleunigung, eine Zwangsbeschleunigung $\left| \frac{d c_u}{d t} \right|_z$, die sich dadurch äußert, daß der Druck auf einem Umfangsabschnitt nicht konstant ist, sondern von der Mitte an nach der einen Seite zu-, nach der andern abnimmt.

Ist die gesamte Umfangsbeschleunigung $\frac{d c_u}{d t}$, so gilt

$$\frac{d c_u}{d t} = \left| \frac{d c_u}{d t} \right|_f + \left| \frac{d c_u}{d t} \right|_z$$

$$\left| \frac{d c_u}{d t} \right|_z = \frac{d c_u}{d t} - \left| \frac{d c_u}{d t} \right|_f$$

$$\left| \frac{d c_u}{d t} \right|_z = \frac{d r}{d t} \left(\frac{d c_u}{d r} + \frac{c_u}{r} \right);$$

nun ist die radiale Geschwindigkeit

$$c_r \sqrt{2 g H} = \frac{d r}{d t},$$

somit

$$\left| \frac{d c_u}{d t} \right|_z = c_r \left(\frac{d c_u}{d r} + \frac{c_u}{r} \right) \sqrt{2 g H}.$$

Der Druckunterschied an den beiden Enden des Wasserelementes muß, wenn er dieses um $\left| \frac{d c_u}{d t} \right|_z$ beschleunigen soll den Wert haben

$$\Delta p = \frac{\gamma}{g} \Delta U \left| \frac{d c_u}{d t} \right|_z \sqrt{2 g H},$$

wobei ΔU den zwischen zwei Schaufeln liegenden Teil des Umfanges bedeutet.

Der Druckunterschied zwischen Mittel- und Endwert beträgt also

$$\pm \frac{\Delta p}{2} = \gamma H \Delta U c_r \left(\frac{d c_u}{d r} + \frac{c_u}{r}\right).$$

Wenn Kontinuität herrscht, so ist, c_r nun als mittlere Radialgeschwindigkeit aufgefaßt,

$$\Delta U c_r = \Delta U' c'_r,$$

die Werte mit dem Index ′ für den Kreis durch die Leitschaufelspitzen eingesetzt. Der Mittelwert des Druckes in dem betrachteten Wasserelement $1 \cdot \Delta U \cdot dr$ ist (unter Vernachlässigung des Einflusses der Höhenlage und der Widerstände)

$$(1 - c^2)\,\gamma \cdot H,$$

wobei c die totale spezifische Geschwindigkeit bezeichnet. Der Druck an den Enden eines Wasserelementes stellt sich demnach auf

$$p = (1 - c^2)\,\gamma \cdot H \pm \gamma H \Delta U' c'_r \left(\frac{d c_u}{d r} + \frac{c_u}{r}\right)$$

(112) $$p = \left[(1 - c^2) \pm \Delta U' c'_r \left(\frac{d c_u}{d r} + \frac{c_u}{r}\right)\right] \gamma \cdot H.$$

Das positive Vorzeichen des letzten Gliedes gilt für die eine, das negative für die andere Kanalseite. Statt $\Delta U' c'_r$ kann auch gesetzt werden $\frac{q}{z' b'}$, so daß man erhält:

$$p = \left[(1 - c^2) \pm \frac{q}{z' b'} \left(\frac{d c_u}{d r} + \frac{c_u}{r}\right)\right] \gamma \cdot H.$$

c wird am besten erhalten aus seiner radialen Komponente

$$c_r = c'_r \frac{\Delta U'}{\Delta U}$$

und seiner Richtung, die sich als Neigung der Tangente des mittleren Wasserweges oder noch besser als Mittelwert der Schaufelneigungen an den Enden eines Abschnittes ΔU ergibt. Aus den entsprechend gebildeten Dreiecken (Abb. 181) kann dann auch c_u abgegriffen werden.

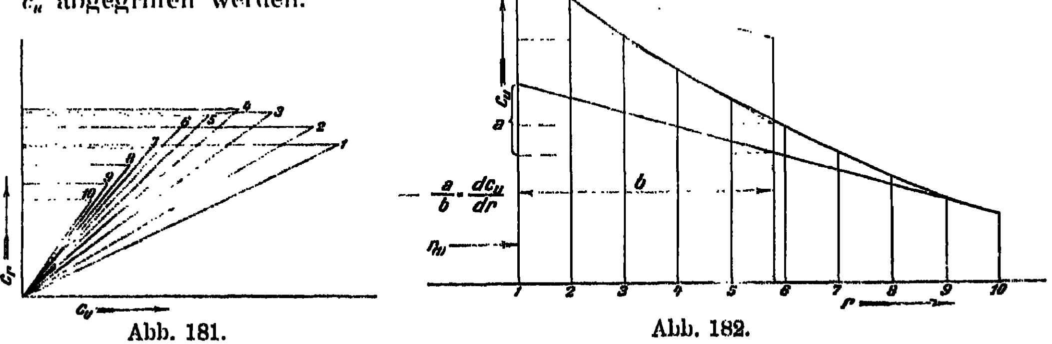


Abb. 181. Abb. 182.

$\frac{d c_u}{d r}$ wird, wie bekannt, als trigonometrische Tangente des Neigungswinkels von geometrischen Tangenten an die in Funktion von r aufgetragene Kurve der c_u erhalten (Abb. 182).

Hat man so den spezifischen Druck in einzelnen Punkten 1, 2, 3 usw. der Schaufel bestimmt (Abb. 180), so rechnet man sich z. B. unter Annahme von

konstantem Druck auf die an den Schaufeln liegenden Grundflächen ($\Delta l b'$) der in der Umfangsrichtung herausgeschnittenen Wasserzylinder die Einzelkräfte

$$\Delta P = (\Delta l b')\, p$$

aus und setzt sie zur Gesamtkraft P des Wasserdruckes zusammen (s. Abb. 179); das Moment wird dann

$$P \varrho.$$

Für Überschlagsrechnungen genügt es oft, zunächst das auf das ganze Gitter des Leitrades ausgeübte Drehmoment M aus der aus dem I. Teil bekannten Momentengleichung

$$M = \frac{\gamma Q}{g}(r'' C''_u - r' C'_u) = 2\gamma q H (r'' c''_u - r' c'_u)$$

auszurechnen. Als positive Richtung des Momentes gilt der Drehsinn des Laufrades. Die Kraft des Wassers auf die Schaufel greift bei normaler Formgebung etwa in $^2/_5$ der Länge, von außen her abgetragen, an; der Abstand dieses Punktes vom Turbinenmittel sei r_p; dann ist die entsprechende Kraft in der Umfangsrichtung gleich

$$P_u = \frac{M}{r_p} = 2\gamma q H\left(\frac{r'' c''_u - r' c'_u}{r_p}\right). \tag{113}$$

Die Kraft $\frac{P_u}{z'}$ ist Komponente der Kraft P auf die Schaufel; sie steht ungefähr senkrecht auf der Verbindungslinie der Enden einer Schaufel, kann also aus P_u bestimmt werden.

Wagenbach[1] hat gezeigt, daß man die Geschwindigkeiten und damit die Drücke auch erhalten kann, wenn man nach Abb. 179 in den Kanal ein quadratisches Netz einzeichnet, bestehend aus Normalen zu den Stromlinien und diesen selbst. Die Geschwindigkeiten sind dann umgekehrt proportional den Seitenlängen der betreffenden Quadrate (s. auch Prášil, »Technische Hydrodynamik«).

§ 57. Der Antrieb der Leitschaufeln, die Drehschaufelregulierung.

Die ganze Anordnung, die Konstruktionselemente der Regulierung, wie auch deren Verhalten im Betrieb werden durchaus verschieden je nach der Art des Antriebes der Schaufeln.

Bei der sog. »Innenregulierung« (z. B. nach Abb. 183—185) sitzt am äußeren Schaufelende ein Antriebszapfen, der durch eine kurze Lasche mit einem Regulierring verbunden ist. Alle diese Teile bewegen sich im Wasser und können daher nicht geschmiert werden. Die Schaufel besitzt eine Bohrung, durch die ein fester Drehzapfen durchgeht. Die zulässigen Flächendrücke sind niedrig anzusetzen; die ganze Anordnung ist nur bei kleineren Kräften, also kleinen Gefällen und bis zu mittelgroßen Abmessungen der Turbinen brauchbar.

In allen übrigen Fällen wird heute die sog. »Außenregulierung« (Abb. 186 bis 188) angewendet, bei der der Drehzapfen der Schaufel aus einem Stück mit dieser besteht oder wenigstens mit ihr fest verbunden ist und seinen Antrieb von außen erhält. Dadurch können alle Gelenke und alle belasteten

[1] Wagenbach, Beiträge zur Berechnung und Konstruktion der Wasserturbinen. München 1907.

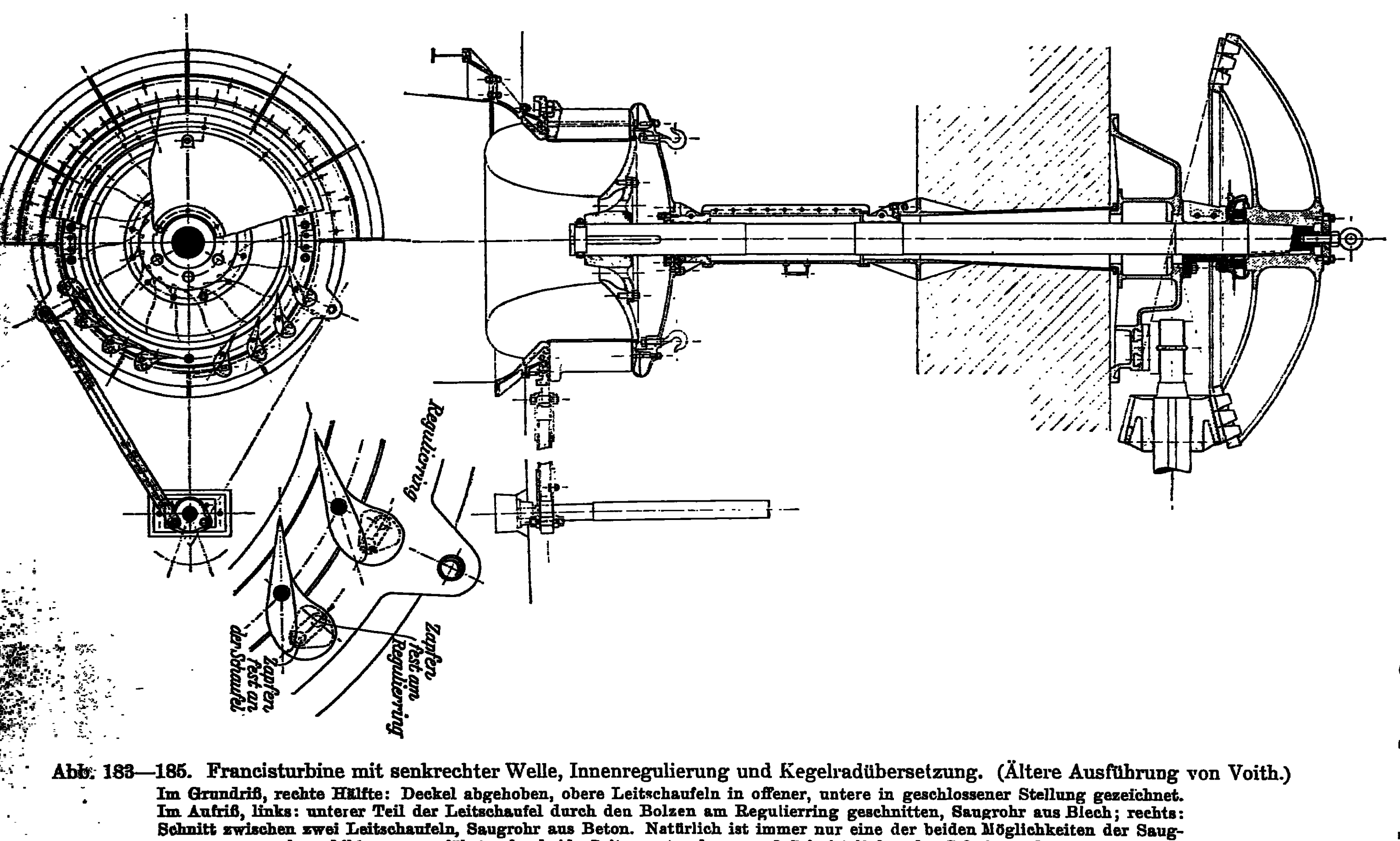


Abb. 183—185. Francisturbine mit senkrechter Welle, Innenregulierung und Kegelradübersetzung. (Ältere Ausführung von Voith.) Im Grundriß, rechte Hälfte: Deckel abgehoben, obere Leitschaufeln in offener, untere in geschlossener Stellung gezeichnet. Im Aufriß, links: unterer Teil der Leitschaufel durch den Bolzen am Regulierring geschnitten, Saugrohr aus Blech; rechts: Schnitt zwischen zwei Leitschaufeln, Saugrohr aus Beton. Natürlich ist immer nur eine der beiden Möglichkeiten der Saugrohrausbildung ausgeführt; also beide Seiten entweder gemäß Schnitt links oder Schnitt rechts.

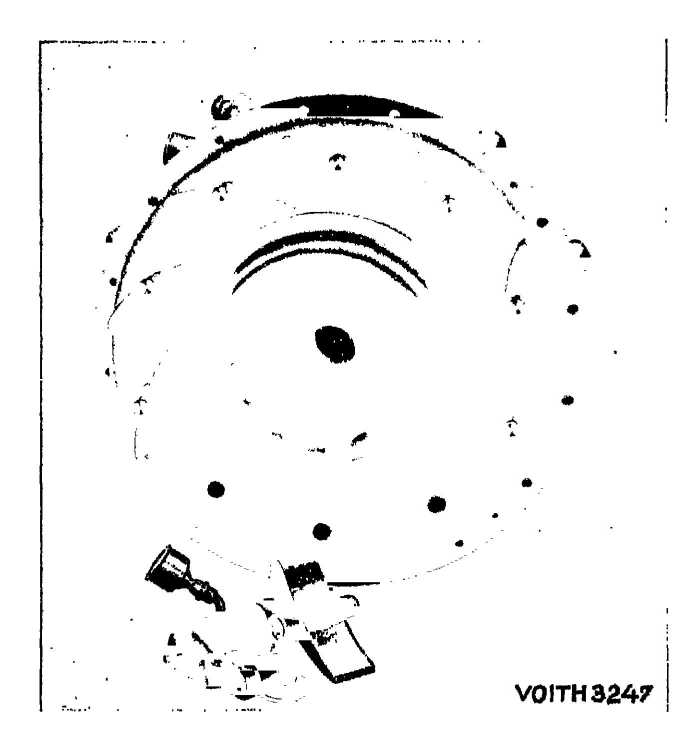


Abb. 186. Teilweise montiertes Leitrad (Innenseite) mit davor liegender Leitschaufel samt Leitschaufellager, -hebel und Manschettendichtung.



Abb. 187. Teilweise montiertes Leitrad (Außenseite).

Flächen geschmiert werden, es sind höhere Flächendrücke zulässig und die Reibung in der ganzen Regulierung ist geringer.

Die Innenregulierung wird daher nur dort vorgezogen, wo die Außenregulierung infolge des erheblich höheren Preises nicht anwendbar erscheint. Die Verteuerung durch die letztere im Vergleich zur Innenregulierung liegt einmal daran, daß die erstere erheblich komplizierter ist, die Drehbolzen durch Stopfbüchsen durchgeführt werden müssen und sodann, weil bei ihr durch die Schaufelbolzen keine feste Verbindung zwischen den beiden Seitendeckeln des Leitrades hergestellt wird. Um diese dennoch zu erreichen, sind außerhalb des Leitschaufelringes kräftige Distanzbolzen oder ganze Ringe mit einem Kranz von Stützschaufeln anzubringen. Dies erhöht nicht nur den Preis der Turbine, es vergrößert oft auch deren Außenabmessungen und damit diejenigen der Spirale und vielfach die Achsendistanz aufeinanderfolgender Gruppen, Länge und Breite des Maschinenhauses.

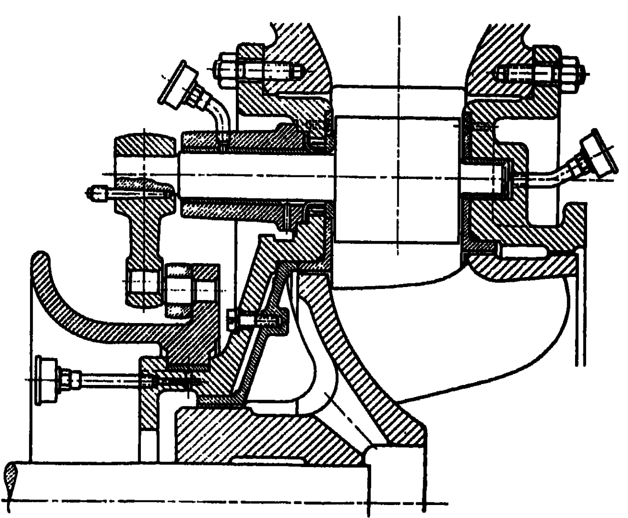


Abb. 188. Außenregulierung nach Voith.

a) Die Innenregulierung.

Die Schaufel ist hier durchbohrt und dreht sich um einen mit den Leitraddeckeln fest verbundenen Bolzen. Die Bohrungen werden bei guten Ausführungen mit dünnwandigen Bronzebüchsen ausgefüttert, die sich auf die beiden äußeren Drittel oder Viertel der ganzen Schaufelbreite erstrecken; der Schaufelbolzen wird im Mittelteil oft 1—2 mm eingedreht, damit sich, bei Rostansatz an dieser Stelle, die Schaufel noch leicht demontieren läßt (s. Abb. 189 und 190).

Die Schaufel muß im Querschnitt, geführt durch die Drehbolzenachse, noch genügend Wandstärke aufweisen, besonders auf der Vorderseite, auf der Zugbeanspruchungen auftreten, die nach Feststellung der auf die Schaufel wirkenden Kräfte leicht zu berechnen sind. Die vom Wasser ausgeübte resultierende Kraft ändert bei den verschiedenen Schaufelstellungen ihre Lage ziemlich stark und zwar so, daß sie in der Regel bei kleiner werdender Öffnung gegen die Spitze der Schaufel zu wandert. Daher wird so disponiert, daß bei geschlossenen Schaufeln ein Moment auf Öffnen, bei offenen ein solches auf Schließen vorhanden ist. Damit das erstere nicht zu groß werde, muß der Drehbolzen gewöhnlich so weit als es die Schaufelstärke eben zuläßt gegen die Schaufelspitze zu verschoben werden.

Die Ausbildung des Schaufelbolzens mit einem unteren, über die Seitenfläche des Leitrades um 1/2 bis 1 mm vorstehenden Bund nach Abb. 189 und 190 hat den großen Vorteil einer zuverlässigen Verbindung mit dem unteren Leitradboden und einer genauen Lagerung des Drehbolzens; anderseits hat sie den Nachteil, daß zur Demontierung auch nur einer Schaufel immer zuerst der ganze obere Leitraddeckel weggenommen werden muß. Um dieser Unbequemlichkeit aus dem Wege zu gehen, werden die Drehbolzen vielfach mit einem losen Bundring versehen, Abb. 191, und so gebaut, daß sie nach oben durchgezogen werden können. Dadurch ist es möglich,

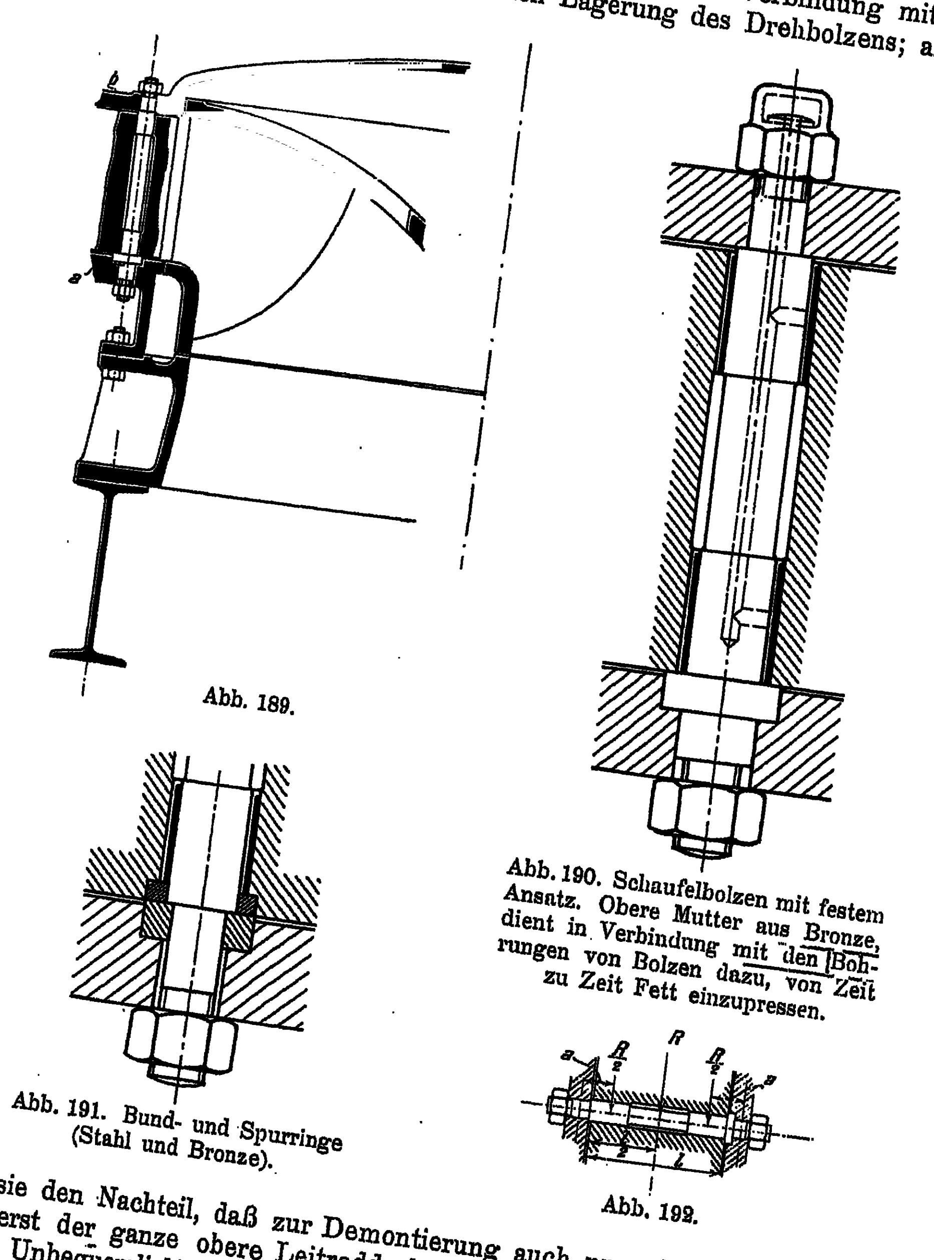


Abb. 189.

Abb. 190. Schaufelbolzen mit festem Ansatz. Obere Mutter aus Bronze, dient in Verbindung mit den Bohrungen von Bolzen dazu, von Zeit zu Zeit Fett einzupressen.

Abb. 191. Bund- und Spurringe (Stahl und Bronze).

Abb. 192.

jede Schaufel für sich auszubauen. Allerdings ist die Festigkeit der Verbindung nicht mehr so groß, wie die der zuerst angegebenen, so daß, häufiger als bei dieser, Distanzbolzen oder Stützschaufeln zur Versteifung herangezogen werden müssen. Ausführungen mit Benützung der letztgenannten Elemente s. Abb. 202 u. 203, sowie Taf. 15, Abb. 1—4.

Bei größeren Abmessungen werden die Schaufeln vielfach, wenigstens im rückwärtigen Teil, hohl ausgeführt, wobei nur darauf zu achten ist, daß bei geschlossener Turbinenschütze kein Wasser im Hohlraum verbleiben kann (Sprengung durch Eis!).

Der Schaufelbolzen ist auf Biegung zu berechnen; Abb. 192 gibt die nötigen Anhaltspunkte, R ist der resultierende Wasserdruck auf die Schaufel.

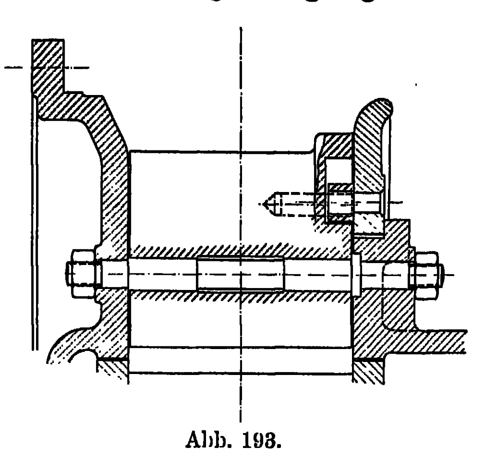


Abb. 193.

Antrieb durch Regulierring.

Am äußeren Ende der Schaufel wird ein Zapfen eingepaßt und fest (hydraulisch) eingetrieben. An ihm greift eine Lasche an, deren zweites Gelenk durch einen Zapfen an einem Regulierring gebildet wird (s. Abb. 183 bis 185, 193 und 194). Die Lasche ist aus Metall oder aus Eisen mit ausgebüchsten Zapfenlöchern (Abb. 195—198).

Die ganze Verdrehung der Schaufel von »auf« bis »zu«, bei durchschwenkbaren Schaufeln bis zur Bremsstellung, muß möglich und die gegenseitige Stellung von Schaufel, Lasche und Regulierring stets günstig sein. In dieser Beziehung ist folgendes zu beachten: bei einer bestimmten Verdrehung ist die Änderung der Wassermenge bei ganz offener Schaufel kleiner als bei der gleichen Verstellung der nahezu geschlossenen Schaufel. Sowohl die Rücksicht auf die Massenwirkung in einer allfällig vorhandenen geschlossenen Zuleitung, wie auch die Forderung einer möglichst feinen Regulierung der Geschwindigkeit bei ganz oder fast entlasteter Turbine, verlangen jedoch eine Veränderlichkeit umgekehrter Art oder wenigstens eine konstante Änderung der Wassermenge bezogen auf die Einheit des Weges am Regulierring. Die Lasche ist daher gegenüber Schaufel und Regulierring dementsprechend anzuordnen.

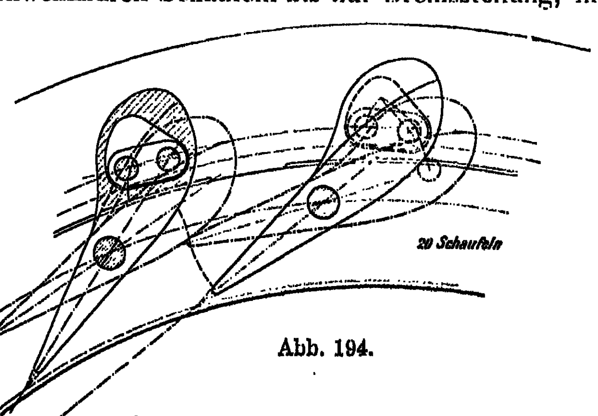


Abb. 194.

Der Durchmesser der Laschenbolzen schwankt je nach Größe der Turbine zwischen etwa 15—50 mm. Die Höhe der Lasche wird mit dem ein- bis $1^1/_2$fachen dieser Abmessung angenommen.

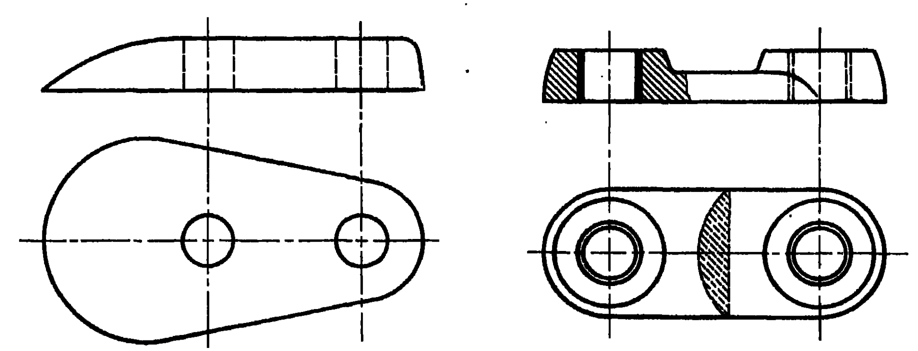


Abb. 195—198. Regulierlaschen (Form z. T. unter Rücksichtnahme auf allmähliche Wasserablenkung).

Die Lasche selbst liegt gewöhnlich auf dem Regulierring auf, während die Schaufel einen Ausschnitt nach Abb. 199—201, 214—216 oder eine geschlossene Nische nach Abb. 193 und 194 zu deren Aufnahme besitzt. Ausschnitt und Nische sind natürlich so groß zu halten, daß die Lasche ihre Relativbewegung zur Schaufel ungestört ausführen kann und überall noch ein Spiel von 1—2 mm bleibt. Zur Bestimmung dieser Bewegung denkt man sich Lasche und Schaufel aus der offenen Stellung **ohne Änderung der relativen Lage** von Schaufel und Lasche in die geschlossene oder die Bremsstellung hereingedreht, in der man dann die Endstellungen der Lasche ohne weiteres findet (s. Abb. 199).

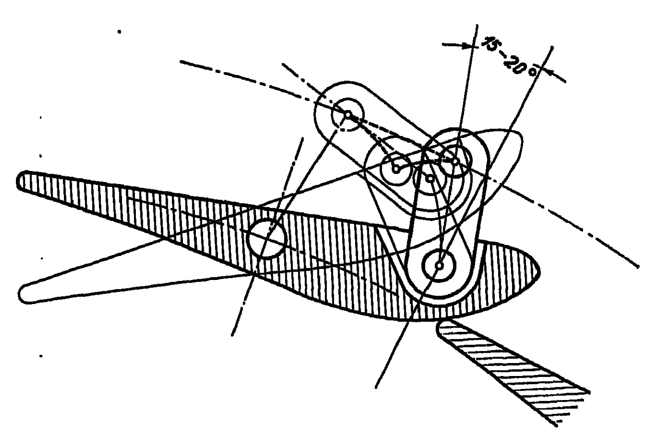


Abb. 199. Bewegung der Lasche relativ zur Schaufel.

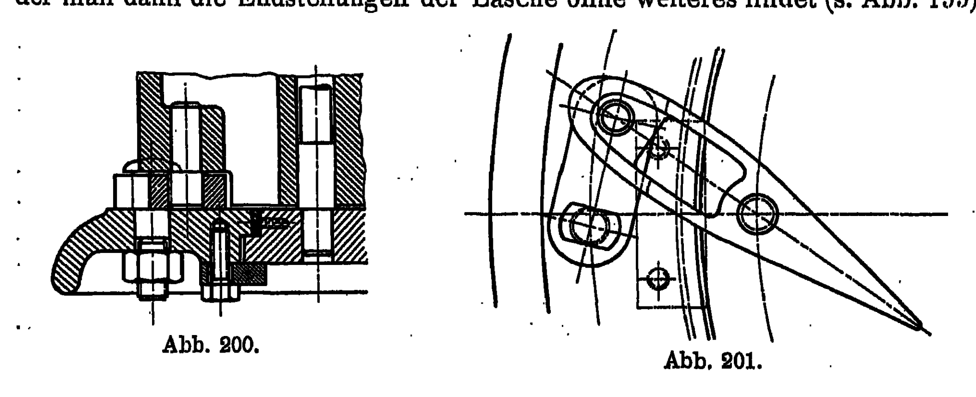


Abb. 200.

Abb. 201.

Der Antriebszapfen im Regulierring wird in diesen fest eingepreßt, oft sogar an seinem Ende etwas umgenietet (Abb. 193); Länge der Bohrung mindestens 1—1½ Durchmesser. Soll jede Schaufel für sich demontiert werden können, ohne den Leitraddeckel abheben zu müssen, hat an Stelle der Vernietung die Verschraubung zu treten, damit der Antriebszapfen ausgebaut werden kann. Ein kleiner Kopf, der auch die nötigen Flächen für den Schlüssel aufweist, sichert die Lasche gegen Verschiebung längs des Zapfens (s. Abb. 200 und 201).

Neben den beschriebenen Ausführungen finden sich noch einige Sonderformen für Verbindung von Schaufel und Regulierring, auf die am Ende dieses Paragraphen kurz hingewiesen werden wird.

Ein genauer, eindeutiger Zusammenhang zwischen Ring und Schaufel, also sichere, steife Lagerung des ersteren, ist für eine gute Regulierung wesentlich; daher wird der Regulierring immer auf die Seite der Schaufel verlegt, die die größte Gewähr in obiger Hinsicht bietet, bei offenen Turbinen in der Regel auf die Seite des Leitraduntersatzes und des Bundes am Schaufelbolzen.

Die Kettenregulierung.

Die bisher behandelte Lösung erfordert zum Schaufelantrieb einen Regulierring, der oft nicht unerhebliche Reibung verursacht. Diesen Nachteil vermeidet die von der Firma Costruzioni Meccaniche Riva in Mailand ausgeführte Kettenregulierung. An jeder Schaufel sind zwei Augen so ausgebildet, daß im Schnitt senkrecht zur Achse die Dreh-

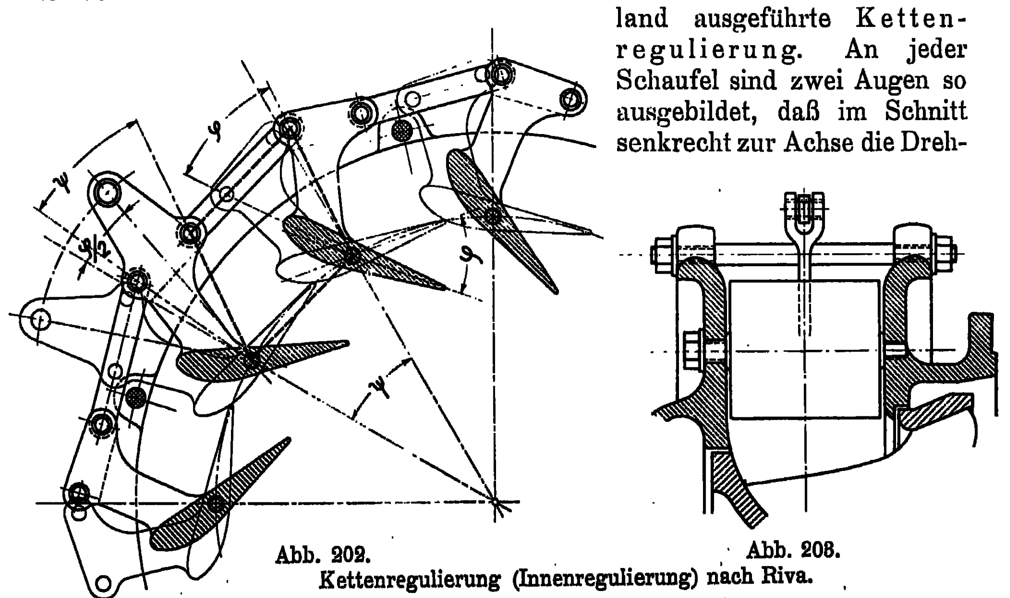


Abb. 202. Abb. 203.
Kettenregulierung (Innenregulierung) nach Riva.

punkte zweier benachbarter Schaufeln mit dem vorderen Auge der einen und dem nacheilenden Auge der vorangehenden Schaufel zusammen ein Parallelogramm bilden. Werden die beiden Augen durch eine Lasche verbunden, so müssen sich die Schaufeln immer gleichartig bewegen. Diese Verbindung ist über den ganzen Umfang weitergeführt, so daß eine vollständige Kette entsteht. Das Reguliergestänge greift an einer oder mehreren über die

Kette hinaus verlängerten Schaufelhebeln an (s. Abb. 202 und 203, Taf. 15, Abb. 1 und 4). Die Augen sitzen, im Axialschnitt gesehen, gewöhnlich in der Mitte der Schaufel.

Bei Turbinen großer Breite ist der durch die Kette verursachte Verlust durch Wirbelbildung nur klein; bei schmalen Turbinen dagegen würde der Abfall an Wirkungsgrad fühlbar werden.

Der Vorteil dieser Regulierung liegt, wie schon erwähnt, im Fehlen des Regulierringes und in der dadurch bedingten leichten Beweglichkeit; zu beachten ist, daß die Zapfen in der Nähe des Angriffspunktes vom Gestänge große Drücke auszuhalten haben; denn wenn z. B. auf einer Seite der angetriebenen Schaufel sechs weitere durch Laschen an der ersteren hängen, so hat der Regulierzapfen an dieser die sechsfache Kraft einer Schaufel zu übertragen; auch das Zapfenspiel wird sich ähnlich summieren. Die Gelenke müssen dementsprechend sorgfältig konstruiert werden. Um den Druck auf die Flächeneinheit und damit die Abnützung klein zu halten, empfiehlt es sich, die Drehzapfen durch Stellschrauben fest mit den Laschen zu verbinden, dafür die Augen in der Schaufelgabel breit auszubilden und sie auszubüchsen. In der Mittelstellung sollten die beiden Augen einer Schaufel, im Schnitt senkrecht zur Achse gesehen, symmetrisch zu dem durch den Drehbolzen gehenden Turbinenradius liegen.

b) Die Außenregulierung.

Hier besteht die Schaufel in der Regel mit ihrem Drehbolzen aus einem Stück oder sie wird sonstwie mit dem Bolzen fest verbunden (verschweißt oder verstiftet). Im ersteren Fall kann die Schaufelstärke an der Durchtrittsstelle des Bolzens verhältnismäßig kleiner gehalten werden als bei der Schaufel mit Bohrung; sie kann sogar kleiner sein als der Bolzendurchmesser, wenn, wie Abb. 204 und 206 zeigen, an den Ansatzstellen ein guter, ausreichend sanfter Übergang geschaffen wird.

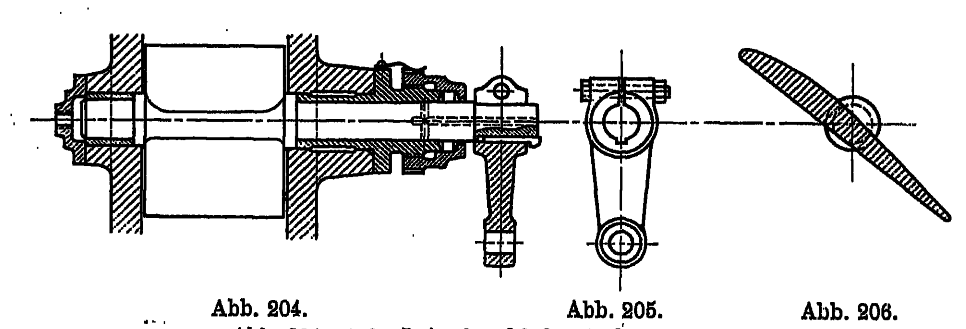


Abb. 204. Abb. 205. Abb. 206.

Abb. 204—206. Leitschaufel für Außenregulierung.
Schaufelprofil unsymmetrisch zum Antriebsbolzen; Hebel geschlitzt.

Die Firma Bell & Co. in Kriens/Luzern hat meines Wissens als erste den Versuch gemacht, die eigentliche Schaufel aus Blech zu biegen, die Enden zur Spitze zusammenzuschweißen und den Bolzen ebenfalls einzuschweißen. Für den letzteren können dann auch dickwandige Rohre verwendet werden, was das Durchbohren langer Schmierlöcher entbehrlich macht.

Angesichts der stetigen Vervollkommnung der Schweißverfahren ist eine weitere Verbreitung der Kombination von Schaufeln aus Blech und Bolzen aus Stahl nicht ausgeschlossen.

Der Drehbolzen wird entweder nur auf der einen Seite (Abb. 188 und 204) oder nach beiden Seiten durch Stopfbüchsen ins Freie geführt (Taf. 22, Abb. 1). Im ersterenFall steht er dann auf der einen Seite unter dem Wasserdruck, auf der anderen unter dem Druck der Atmosphäre. Er wird also durch die Kraft

$$P_a = \frac{\pi}{4} d^2 \gamma H_d$$

nach außen gedrückt (H_d = Druckhöhe vom Leitrad bis Oberwasserspiegel). Um zu zeigen, daß es sich hier immerhin um erhebliche Beträge handeln kann, sei ein Bolzen von 80 mm und eine Gefällshöhe von 100 m angenommen. Die Axialkraft auf Schaufel und Bolzen würde sich dann bei einseitiger Durchführung auf rund 500 kg stellen. Man sieht daraus, daß die zweite Durchführung trotz der Mehrkosten, die sie verursacht, notwendig sein kann. Quer zum Bolzen wirken als Kräfte der Wasserdruck auf die Schaufel, die Reibungskräfte an den Stirnseiten der letzteren, sowie die Angriffskraft an dem zur Bewegung der Schaufel angebrachten Hebel. Um die nötige Genauigkeit in der Regulierung zu gewährleisten, wie auch, um exzentrische Abnützungen möglichst zu vermeiden, sind die Lagerstellen des Bolzens so nahe als möglich an die Ebenen der Kräfte heranzubringen. Der Bolzen ist also auf der einen Seite nahe an der Schaufel, auf der andern möglichst nahe der senkrecht zur Bolzenachse gelegten, durch die Hebelkraft gehenden Ebene zu lagern. Zumeist wird die Brille der Stopfbüchse selbst als Lager verwendet oder die Stopfbüchse so konstruiert, daß ihr Grundring möglichst nahe an den Hebel herankommt, s. Abb. 204. Statt der Stopfbüchse außen (Schmierung gegen Gefällsdruck) wird oft Manschettendichtung unmittelbar an der Schaufel angewendet (Schmierung unter Atmosphärendruck), s. Abb. 188. Die Lagerstellen sind entweder mit Bronzeschalen auszubüchsen oder mit Weißmetall auszugießen.

Besondere Sorgfalt ist auf die Schmierung der stark belasteten Flächen zu verwenden. Konsistentes Fett eignet sich am besten; es wird bei kleinen Gefällen durch gewöhnliche Stauferbüchsen, bei höheren durch Fettpressen mit vorgeschaltetem Absperrhahn eingepreßt (s. Abb. 207). Die Zuführung geschieht oft durch eine Bohrung im Bolzen, die jedoch ihrer Länge wegen etwas unbequem und teuer wird; vor allem soll sie mit Rücksicht auf den Bohrer im Durchmesser nicht zu klein, in der Regel nicht unter 8—10 mm aus-

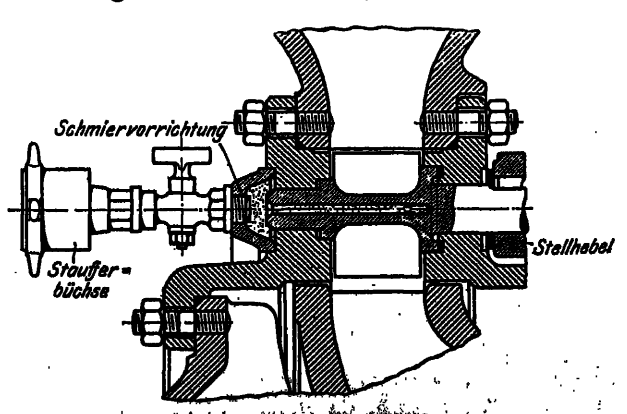


Abb. 207. Bolzenausbildung, Abdichtung und Schmierung nach Honold.

geführt werden. Will man ganz sicher sein, daß jede Lauffläche ihr Fett zugeführt erhält, so ist für jede getrennte Schmierung vorzusehen; doch ist diese Komplikation durchaus nicht immer notwendig. Eine beachtenswerte Sonderkonstruktion ist die Zentralschmierung von Honold[1] durch einen umlaufenden Ring nach Abb. 207.

Der Antriebshebel der Schaufelachse wird entweder auf zylindrischer oder auf konischer Fläche aufgepaßt und entweder mit gewöhnlichem Keil, Spießkantkeil, Abb. 208 und 209 (Bolzen vorstehend, damit der Keil aufliegt!) oder Rundkeil, Abb. 188 (Welle bündig mit der Hebelnabe!) gegen Verdrehung gesichert. Damit im Zusammenhang der Elemente für die Regulierung die nötige Genauigkeit vorhanden sei, müssen die Keilnuten in Bolzen und Hebel gegenüber dem Schaufelprofil mit allergrößter Präzision eingearbeitet werden; eine Ungleichheit in dieser Richtung hätte sofort eine örtliche Verschiedenheit in der Stellung der Schaufeln, damit Unsymmetrie der Leitradströmung und unvollkommenen Abschluß der Schaufeln zur Folge, das letztere besonders bei Schaufeln, die nicht durchschwenkbar sind.

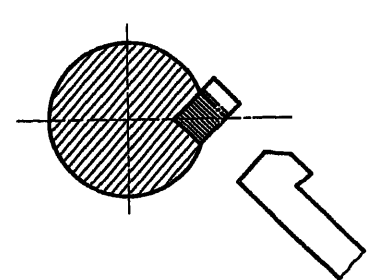


Abb. 208 und 209. Spießkantkeil.

Um, ohne Beeinträchtigung der Genauigkeit, das Aufbringen und Lösen der Hebel zu erleichtern, werden deren Naben oft geschlitzt und durch Schrauben verspannt (s. Abb. 204 und 205).

Die Hebel werden, ganz ähnlich wie die Schaufeln bei Innenregulierung, durch Laschen an einen Regulierring angelenkt, oder durch eine Kette untereinander verbunden (s. Taf. 21). Die Laschen sind auch hier so anzuordnen, daß einer bestimmten kleinen Verschiebung des Regulierringes bei ganz offener und bei nahezu geschlossener Schaufel die gleiche Änderung der Wassermenge entspricht, oder daß diese gegen den Abschluß zu kleiner und kleiner wird.

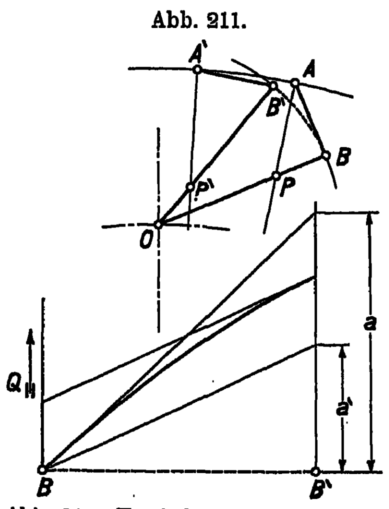


Abb. 210. Ermittlung der Länge und der Schränkung der Lasche.

Um die nötigen Anhaltspunkte hiefür zu finden, kann man sich beispielsweise die Wassermenge in Funktion des Weges B—B' am Hebelzapfen aufzeichnen (s. Abb. 210). Die Tangenten der Kurve geben dann in der trigonometrischen Tangente ihres Neigungswinkels ein Maß für die verhältnismäßige Änderung der Wassermenge auf dem Weg des Hebelzapfens. Soll die Änderung auf den Weg des Regulierringes bezogen, bei offener Schaufel gleich groß sein wie bei geschlossener, so muß, da in Abb. 211 P und P' Momentenpole der Bewegung

[1] Honold-Albrecht, Francisturbinen, Mittweida 1910.

der Lasche darstellen, die Bedingung

$$\frac{a}{a'} = \frac{B'F'}{A'P'} \cdot \frac{AP}{BP},$$

$$\frac{A'P'}{B'P'} = \frac{a'}{a} \frac{AP}{BP} \tag{114}$$

erfüllt sein. Durch einiges Probieren gelangt man rasch zu einer hinreichend genauen Erfüllung der Gleichung 114. Wie schon früher ausgeführt, ist es aus Gründen der Massenwirkung in Rohrleitungen und des stabilen Regulierens bei kleiner Belastung besser, wenn diese Änderung bei fast geschlossener Turbine noch kleiner ist als nach der oben erhaltenen Beziehung; diese stellt also nur eine Art Grenzbedingung dar. Das gleiche Verfahren kann sinngemäß auch auf andere Schaufelstellungen angewendet werden.

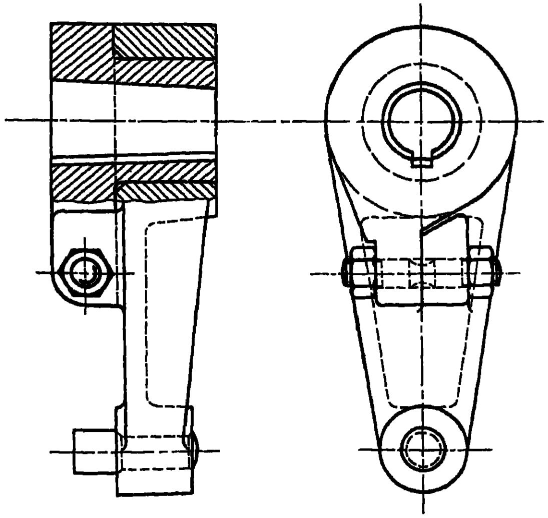


Abb. 212 und 213. Hebel mit Bruchsicherung.

c) Bruchelemente.

Eine Regulierung, wie bisher erörtert, ist aus lauter starren Elementen zusammengesetzt. Klemmt sich beispielsweise während der Schließbewegung ein fester Körper zwischen zwei Leitschaufeln, so wird, da der automatische Regulator in der Regel das Mehrfache der normal benötigten Kraft ausüben kann und sich nun der ganze Überschuß auf das eine festgeklemmte Schaufelpaar überträgt, mit großer Wahrscheinlichkeit die eine Schaufel beschädigt werden. Um die Überschußkraft in einem weniger wertvollen und leichter ersetzbaren Teil zur Auswirkung gelangen zu lassen, werden vielfach an geeigneten Stellen Bruchsicherungen eingebaut: gekrümmte Laschen nach Abb. 214—216, die bei einem gewissen Kraftüberschuß brechen oder sich verbiegen, Hebelverbindungen nach Abb. 212 und 213, bei denen die Verbindungsschraube von Hebel und Nabe durch entsprechende Eindrehung als Sicherungselement gebaut ist oder (seltener, weil teuer) Federn mit einer der normalen Kraft entsprechenden Vorspannung;

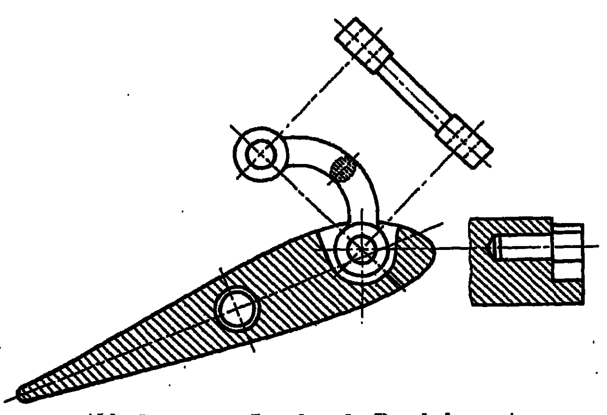


Abb. 214—216. Lasche als Bruchelement.

leider ist die letztere infolge der unsicheren Bestimmung der Reibungskräfte schwer anzugeben.

Bei durchschwenkbaren Schaufeln (Abb. 176) ist ein Einklemmen von Fremdkörpern weniger wahrscheinlich als bei Schaufeln der bisher üblichen Form.

§ 58. Lagerung und Antrieb des Regulierringes.

Kennzeichen einer korrekten Ausbildung des Regulierringes sind: Bewegung möglichst genau zentrisch um die Turbinenachse, möglichst wenig zusätzliche Reibung und gute Lagerung des Regulierringes gegenüber Umfangs- und seitlichen Kräften. Die erste Forderung scheint durch eine zentrische Auflage auf dem ganzen Umfang gewährleistet zu sein und die ersten Ausführungen beim Bekanntwerden der Regulierung mit Drehschaufeln entsprachen auch dieser Form. Man glaubte, den Regulierring nur an einer Stelle fassen

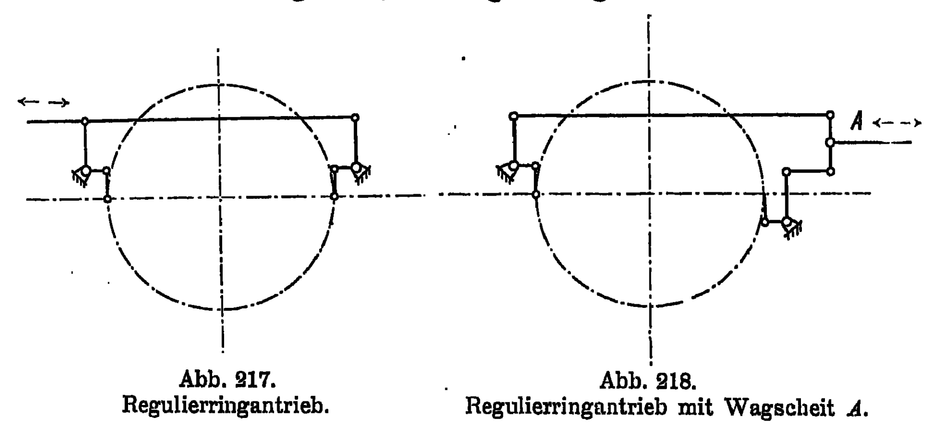


Abb. 217. Regulierringantrieb.

Abb. 218. Regulierringantrieb mit Wagscheit A.

zu müssen und ihn dort durch eine tangential wirkende Kraft verdrehen zu können. Der Erfolg war, daß sich der Ring nur außerordentlich schwer oder gar nicht bewegen ließ und zwar aus folgendem Grund: Auch ein völlig steifer Ring würde der exzentrisch wirkenden Kraft zufolge einseitig anliegen, dort eine der Kraft entsprechende Reibung erzeugen, die in der Regel auf nicht viel kleinerem als dem Radius der Angriffskraft wirken würde und, wenigstens bei Innenregulierung (nicht geschmierte Flächen), wo mit einem Reibungskoeffizienten von etwa 0,2 zu rechnen ist, ziemlich groß wäre. Zusammengenommen mit den zusätzlichen Kräften durch das seitliche Anliegen des Regulierringes kann so eine unverhältnismäßig große Verstellkraft notwendig werden. Das Ungünstige der Sachlage wird noch verstärkt durch den Umstand, daß der Regulierring ja nicht vollständig steif ist, sondern sich zufolge seiner Formänderung ähnlich wie ein Band um seine zentrische Unterlage anlegen wird. Wo dies in ausgesprochenem Maß zutrifft, kann volle Selbsthemmung eintreten.

Die Nachteile der genannten Ausbildung werden vermieden, wenn statt der einen exzentrischen Kraft ein Kräftepaar am Regulierring wirkt. Aus dieser Einsicht heraus sind früher eine Menge sinnreicher Konstruktionen zur möglichst genauen Verwirklichung dieses Grundsatzes angewendet

worden. Abb. 217 zeigt zwei Antriebslaschen und zwei gleiche im Spiegelbild angeordnete Winkelhebel, deren feste Drehpunkte mit den Gelenken der Antriebsstangen ein Parallelogramm bilden. Eine kleine Ungenauigkeit in der Lage der Drehachsen, der Antriebsbolzen oder der Laschen kann die Genauigkeit der Bewegung schon empfindlich stören. Man änderte daher nach Abb. 218 ab und trieb die Hebelenden bei »A« durch ein gleichseitiges Wagscheit an. Die kinematische Vollkommenheit dieses Antriebes wird jedoch durch eine sehr große Anzahl von Gelenken (10 bis zur Antriebsstange) erkauft und da mit jedem Gelenk ein kleines Spiel verbunden ist, wird der Vorteil der korrekten Kräfteverteilung oft durch zu großes Gesamtspiel wieder aufgehoben. Man bevorzugt daher heute einfachere Konstruktionen mit einer kleinen Anzahl von Gelenken. Ist es möglich, die gleitende Reibung durch rollende zu ersetzen oder die Angriffskraft am Regulierring auf einem Radius anzubringen, der mindestens zweimal so groß ist wie der Radius der Reibungsfläche und kann die letztere überdies noch geschmiert werden, so ist Selbsthemmung nicht mehr zu befürchten und es können Anordnungen, wie sie die Abb. 219 zeigt, ohne weiteres angewendet werden. Ist der Angriffshebelarm nicht viel größer als derjenige der Reibungsfläche, so sind zwei

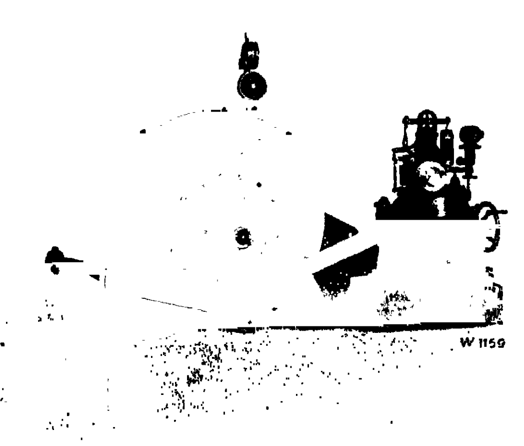


Abb. 219. Spiralturbine, Ausführung von Escher Wyss & Co.

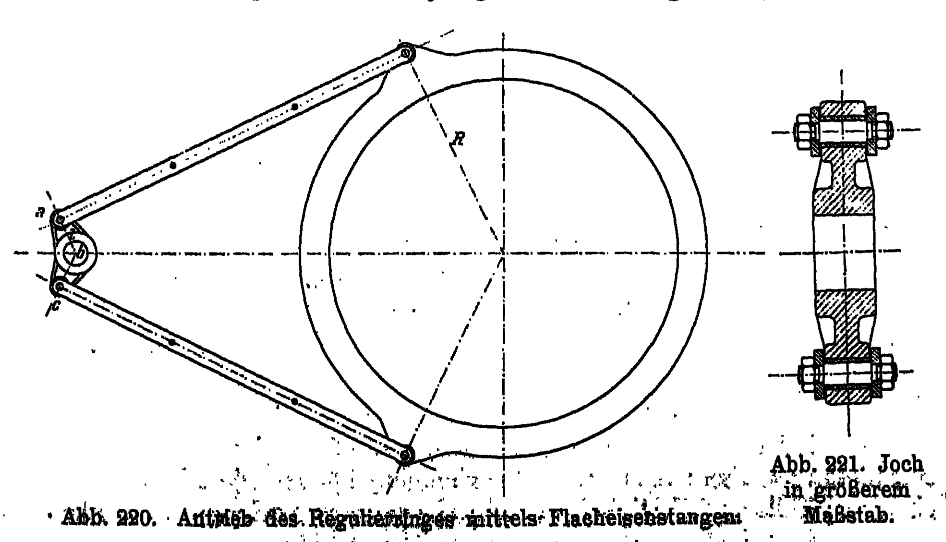


Abb. 220. Antrieb des Regulierringes mittels Flacheisenstangen.

Abb. 221. Joch in größerem Maßstab.

Kräfte unbedingt notwendig; nur brauchen sie nicht genau ein Kräftepaar zu bilden. Man gelangt so zu Antrieben nach Abb. 220—223; sie haben sich, Vor- und Nachteile ineinander gerechnet, am besten bewährt. Die beiden Arme des Antriebhebels werden, wenn möglich, so kurz gehalten, daß die Regulierwelle zum Vollzug der ganzen Regulierbewegung eine Drehung von mindestens 30—60° ausführt. Sie werden damit viel kürzer als die Abstände der Antriebspunkte am Regulierring von der Turbinenachse. Aus diesem Grunde bewegen sich die beiden Angriffspunkte am Regulierring nicht ganz gleich um die Turbinenachse; mit anderen Worten, der Regulierring macht außer der Drehbewegung noch eine Längsbewegung in der Richtung der Verbindungsgeraden zwischen dem Mittel der Turbine und dem der Regulierwelle. Diese Sekundärbewegung ist so klein, die Ungleichheit in der Bewegung der Leitschaufeln so gering, daß sie leicht in Kauf genommen werden kann, anderseits ist sie groß genug, um den Ring, würde er am ganzen Umfang

Abb. 222 und 223. Regulierring und Angriffspunkt der einen Stange mit aufgeschraubter Guß- oder Stahlgußgabel.

satt aufsitzen, zum Klemmen zu bringen. Er muß daher in der angegebenen Bewegungsrichtung $^1/_2$ bis 1 mm Spiel haben. Quer dazu wäre dies jedoch unzulässig; wir müssen daher im Durchmesser senkrecht zur Verbindungslinie Turbinenwelle-Regulierwelle auf jeder Seite eine Führungsfläche ohne Spiel anbringen. Diese Führungsbacken werden aus Bronze, Weißmetall oder Pockholz hergestellt und in der Regel gesondert aufgeschraubt (s. Taf. 7, Abb. 2 und 3).

Gegen Bewegung in Richtung der Turbinenwelle ist der Regulierring ebenfalls mehrfach, auf dem Umfang mindestens an drei Stellen, zu sichern.

Um ihn gegen Verbiegungen steifer zu gestalten und zugleich gute Wasserführung zu erzielen, wählt man z. B. Profile nach Abb. 222.

§ 59. Kraftwirkung im Reguliergetriebe.

Es sind noch die Kräfte zu suchen, die auf die einzelnen Elemente der Regulierung wirken; nach deren Bestimmung können die Abmessungen der einzelnen Teile auf Festigkeit, Flächendruck usw. nachgeprüft werden. Als

Beispiel sei eine Innenregulierung mit Laschen und Ring, Antrieb des letzteren von der Regulierwelle aus durch ein Doppeljoch und Regulierstangen nach Abb. 220 und 221 gewählt. Die Drücke des Wassers auf die Schaufeln sind schon in § 56 angegeben worden. Wir setzen demnach die Kenntnis der daherrührenden Kraft P der Lage und Größe nach für irgendeine Stellung der Regulierung voraus. Als äußere Kraft kommt weiterhin in Frage die Kraft P_l, die der Regulierring unter Vermittlung der Lasche auf die Schaufel ausübt. Diese Kraft geht durch die beiden Gelenkachsen der Lasche, ist also der Richtung nach ohne weiteres bekannt. Damit Gleichgewicht besteht, muß die Resultierende aus P und P_l, ebenso wie die ihr entgegengesetzte Reaktionskraft R durch den Schnittpunkt der beiden Komponenten und durch die Achse der Drehschaufeln hindurchgehen; sie kann also, sofern keine weiteren Kräfte einwirken, ohne weiteres graphisch bestimmt werden (s. Abb. 224).

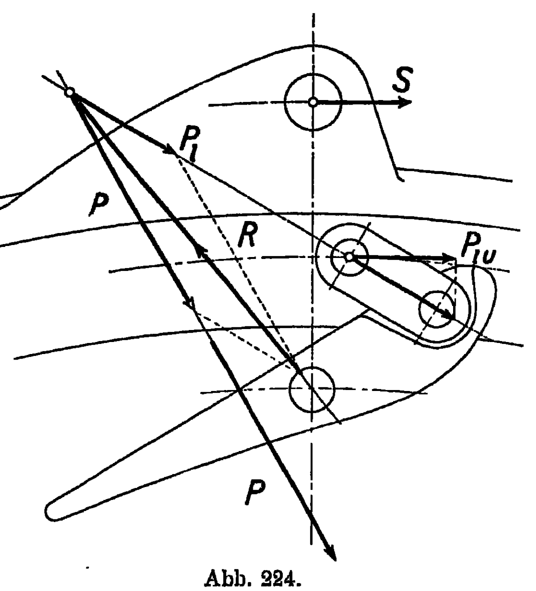


Abb. 224.
Regulierkräfte (im Gleichgewicht der Ruhe).

Die bisher festgestellten Kräfte halten die Schaufel bei der angenommenen Stellung im Gleichgewicht. Die Laschenkraft würde aber keine Bewegung der Schaufel einleiten können, weil zu den bis jetzt betrachteten Kräften noch Reibungskräfte hinzutreten. Denken wir uns die Resultierende R aus Wasserdruck, Laschenkraft und Reibung bekannt, so würde sie am Zapfen ein Reibungsmoment von der Größe

$$M_r = \mu \cdot R \cdot r$$

erzeugen. Diesem Umstand können wir dadurch Rechnung tragen, daß wir die Resultierende im Abstand $\mu \cdot r$ je nach der Drehrichtung links oder rechts von der Drehachse vorbeiführen. Aus dem gleichen Grunde ist die Richtung der Laschenkraft, wenn Bewegung eintreten soll, nicht die Verbindungslinie der beiden Gelenkachsen, sondern eine Gerade, die wiederum je nach dem Bewegungssinn links und rechts oder rechts und links an den vorerwähnten Punkten vorbeigeht. Der Schnittpunkt dieser neuen Laschenkraft mit der Kraft des Wasserdruckes wird also ein anderer sein als im reibungsfreien Zustand und die Resultierende ist von diesem neuen Schnittpunkt um den schon erwähnten Betrag an der Drehachse der Schaufel vorbeizuführen. Die Kräfteparallelogramme werden damit je nach der Verdrehungsrichtung anders und damit auch die Laschenkräfte und die Größe der resultierenden Kraft auf den Drehbolzen. Abb. 225 zeigt das Verfahren.

Die Laschenkraft P_l läßt sich noch zerlegen in eine radial und eine tangential gerichtete. Die letztere (P_{l_u}) ergibt den Anteil jeder Schaufel an der Kraft, die auf dem Kreis der Laschenbolzen am Regulierring aufzubringen ist.

Die Summe der Kräfte an den Angriffsbolzen des Gestänges am Regulierring ist dann bestimmt durch die Bedingung, daß deren Moment bezogen auf das Turbinenmittel gleich sein muß dem der Laschenkräfte. Damit kennt man die Kräfte in den Regulierstangen und kann sie in das Drehmoment der Regulierwelle und in eine Kraft senkrecht zur Wellenachse zerlegen.

Sind die Kräfte auf die einzelnen Zapfen bekannt, so können diese auf Festigkeit berechnet werden. Sehr häufig geben jedoch nicht die daraus erhaltenen Abmessungen den Ausschlag, sondern die Rücksicht auf Flächenpressung. Diese sollte bei nicht geschmierten Flächen 30 kg/cm² nicht übersteigen und darf nur dann höher angesetzt werden, wenn die Belastung nur gerade in der der Rechnung zugrunde gelegten Schaufelstellung vorkommt, von da an aber rasch sinkt.

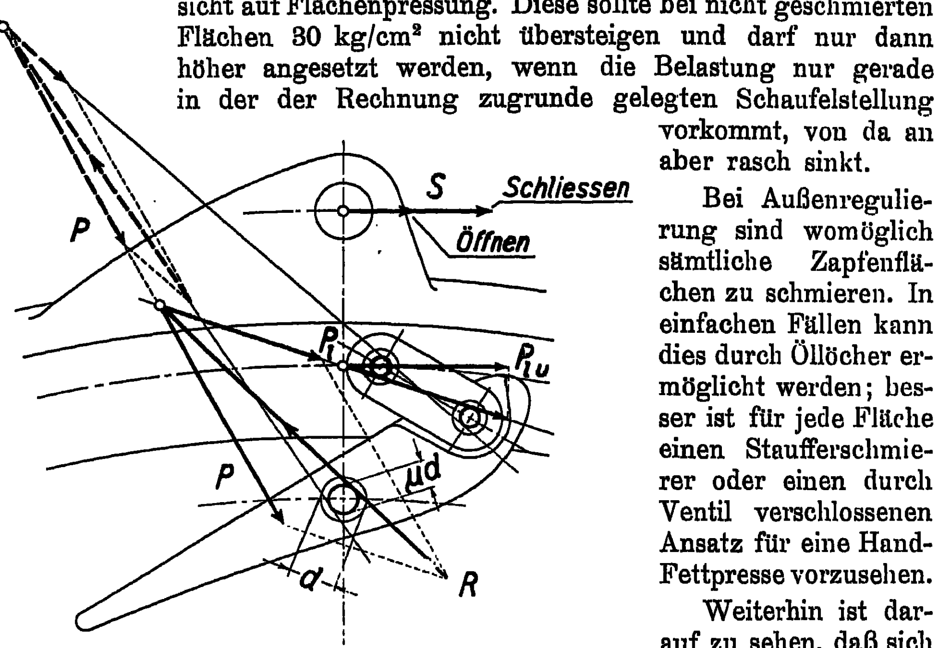


Abb. 225. Bestimmung der Regulierkräfte unter Berücksichtigung der Reibung (Bewegung).

Bei Außenregulierung sind womöglich sämtliche Zapfenflächen zu schmieren. In einfachen Fällen kann dies durch Öllöcher ermöglicht werden; besser ist für jede Fläche einen Staufferschmierer oder einen durch Ventil verschlossenen Ansatz für eine Handfettpresse vorzusehen.

Weiterhin ist darauf zu sehen, daß sich die Zapfen auf möglichst großen Flächen drehen; so ist z. B. durch die Konstruktion Abb. 221 dafür gesorgt, daß sich der Zapfen gegenüber dem Joch bewegt und nicht etwa in den kleineren Flächen zwischen ihm und den Regulierstangen.

Die im vorangegangenen durchgeführte Berechnung der Kräfte erstreckte sich auf jene, die durch den Wasserdruck und durch die Zapfenreibung hervorgerufen werden. Die Ergebnisse stimmen ziemlich gut mit der Wirklichkeit überein, solange die Turbine neu ist und sofern sich kein Eis oder Wasserstein im Leitrad angesetzt hat. Schon im neuen Zustand wird aber entweder nur auf der einen, oder aber auf beiden Seitenflächen der Schaufel Reibung auftreten, sofern sie sich an einen der Leitraddeckel seitlich anlegen kann. Ist die Turbine schon längere Zeit in Betrieb gewesen und hat sich durch mehrmaliges Abstellen und Austrocknen des Wassers Schlamm, Kalk und sonstiger Niederschlag zwischen den Schaufeln und den festen Leitraddeckeln abgesetzt, so erhöhen sich diese zusätzlichen Kräfte wesentlich. Am größten werden sie, wenn sich bei niedriger Temperatur Eis zwischen Schaufeln und Leitrad-

boden angesetzt hat und die Turbine rasch in Betrieb genommen wird. Die Regulierung soll auch diese Kräfte noch überwinden können; die einzelnen

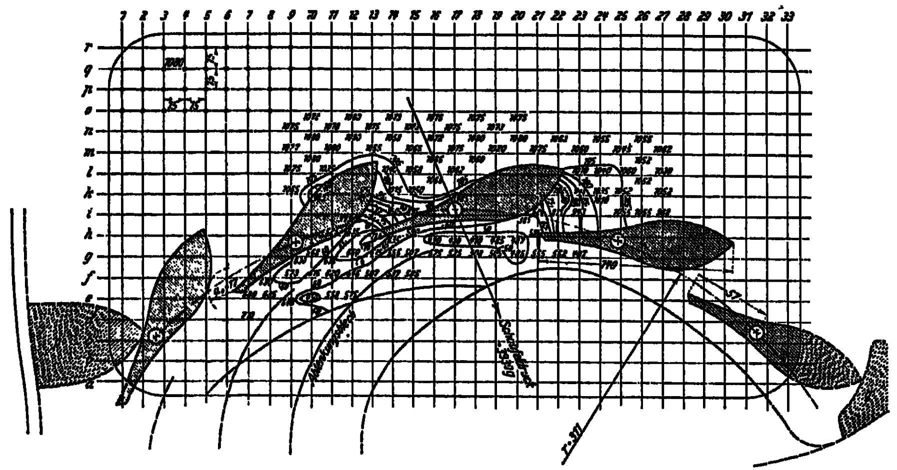


Abb. 226. Versuchsanordnung von Camerer zur Messung der Drücke in der Strömung durch das Leitschaufelgitter; die Zahlen bedeuten Drücke in mm Wassersäule.

Elemente sind daher auf Grund von Kräften zu berechnen, die größer sind als die früher besprochenen.

Eingehendere Versuche hierüber sind von Camerer[1], Strickler[2] und Herrich[3] angestellt worden. Ferner hat Camerer in der V. D. I. 1911 Versuche über »Die Wasserdruckmomente der Drehschaufeln von Zentripetal-Francis-Turbinen« veröffentlicht. Die dieser Veröffentlichung entnommene Abb. 226 zeigt den Schnitt durch die untersuchte Schaufelgruppe mit eingezeichneten Linien gleichen Druckes, Abb. 227 die Kurven des Schaufeldruckes, der Drehmomente und der Hebelarme der resultierenden Kraft in Funktion der Leitradöffnung. Im übrigen sei auf die Originalarbeit und auf Camerer, »Vorlesung über Wasserkraftmaschinen« verwiesen.

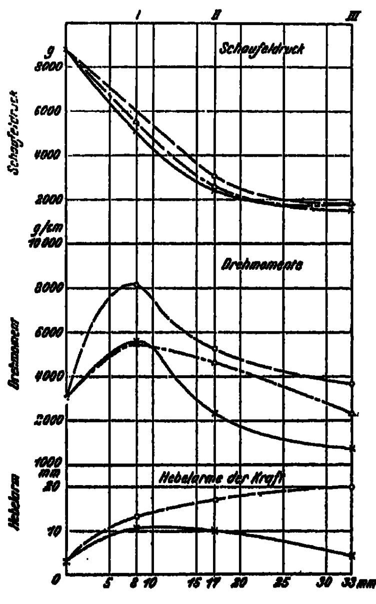


Abb. 227.

[1] Camerer, Experimentelle Bestimmung des günstigsten Drehpunktes von Turbinendrehschaufeln, V.D.I. 1906, S. 54.

[2] Strickler, Versuche über die Regulierarbeit von Francisturbinen, Schweiz. Bauztg. 1917, Bd. 70, S. 87.

[3] Herrich, Untersuchungen an den drehbaren Leitschaufeln einer Francisturbine, Zeitschr. f. d. ges. Turbinenwesen 1918, S. 117.

§ 60. Die Regulierarbeit.

Die in den einzelnen Teilen der Regulierung auftretenden Kräfte bestimmen im Verein mit den zugehörigen Wegen die Regulierarbeit. Da die Größe dieser Kräfte, wie am Schluß des letzten Paragraphen angegeben, nur geschätzt oder nach den im Betrieb gemachten Erfahrungen und Messungen bewertet werden kann, so verwendet man zur Berechnung der Regulierarbeit gewöhnlich empirische Gleichungen, die den verschiedenen Einflüssen möglichst gut gerecht werden sollen.

Grundsätzlich ist zu bemerken, daß die Reibung zwischen Schaufel und Deckel unabhängig vom Gefälle ist, sie kann daher in einer die Regulierarbeit umschreibenden Gleichung durch einen konstanten Zuschlag zum Gefälle berücksichtigt werden. Alle Arbeitsbeträge der Kräfte, genommen von der ganz geschlossenen Schaufelstellung bis zur ganz offenen oder umgekehrt würden bei rein proportionaler Vergrößerung quadratisch mit dem Durchmesser wachsen müssen. Da sich jedoch bei großen Turbinen die Verhältnisse in mehr als einer Richtung günstiger gestalten als bei kleinen, ist entweder eine Konstante hinzuzufügen, oder es könnte die Potenz 2 durch eine andere (Strickler schlägt 1,5 vor) ersetzt werden.

Muß am Regulierring in irgendeiner Stellung der Schaufeln eine Kraft P_u aufgewendet werden, um die Regulierung zu bewegen und wird der Weg dieser Kraft mit s bezeichnet, so ist der gesamte aufzuwendende Betrag an Energie, um die Schaufel von der einen Endstellung in die andere zu bringen, gleich

$$A_{r_{(w)}} = \int P_u \, ds.$$

Da jedoch sowohl für die Bemessung des Regulierzylinders am automatischen Regulator, wie für die Bemessung der Elemente einer allfälligen Handregulierung der Höchstwert der aufzuwendenden Kraft in Frage kommt, wird in der Regel mit dem Namen Regulierarbeit (A_r) der Ausdruck

$$A_r = P_{u_{max}} \cdot s \tag{115}$$

bezeichnet. Es ist klar, daß bei gleichem wirklichen Energieaufwand $A_{r_{(w)}}$ die so definierte Regulierarbeit A_r um so kleiner wird, je gleichmäßiger die Kraft auf den ganzen Weg s verteilt ist. Hierauf ist beim Entwurf der Regulierung zu achten. Angesichts dieser neuen Veränderungsmöglichkeit von A_r gegenüber $A_{r_{(w)}}$, sowie der sonstigen Unsicherheiten setzen wir den Ausdruck für die Regulierarbeit in möglichst einfacher Form fest, wie folgt:

$$A_r = k\, q\, (H + 10 \text{ m}). \tag{116}$$

q bedeutet die spezifische Wassermenge $\frac{Q}{\sqrt{2gH}}$ in m^2 ausgedrückt, H das Gefälle in m. Der Beiwert k (von der Dimension $kg \cdot l^{-2}$) hängt von der Art der Regulierung, wie auch von der mehr oder weniger günstigen Anordnung bezüglich der Kräfteverteilung (s. oben) ab. Er kann etwa angenommen werden zu:

		Innenregulierung	Außenregulierung
A_r in mkg	$k =$	$60 \div 100$	$40 \div 80$.

Der so gefundene Betrag für die Regulierarbeit kann nun als eine neue Grundlage für die Bestimmung irgendeiner Kraft dienen. Dividieren wir beispielsweise den Betrag der Regulierarbeit durch den Weg des Laschenzapfens

am Regulierring, so erhalten wir die größte Umfangskraft auf diesem Kreis; dividiert durch die Schaufelzahl ergibt sich die Umfangskomponente der Kraft auf einen Laschenzapfen; von dieser aus kann dann rückwärts auf die Kräfte in den übrigen Gelenken geschlossen werden. Selbstverständlich erhält man hiedurch andere, im allgemeinen größere Beträge als durch die Rechnung nach § 59, denn im Ausdruck für die Regulierarbeit sind auch die zusätzlichen Reibungen und Verklebungen berücksichtigt, die zwischen Schaufeln und Deckel und in den Gelenken auftreten können. Jedenfalls geht man sicherer, wenn man in normalen Fällen von der Regulierarbeit ausgeht.

§ 61. Die Berechnung der Regulierwelle.

Die auf die Regulierwelle wirkenden Kräfte und Momente sind auf Grund der gefundenen Regulierarbeit oder der größten Regulierkraft festzustellen. Die Welle wird in bekannter Weise je nach der gegebenen Lagerung auf Biegung und Drehung berechnet. Als zulässige Gesamtbeanspruchung dürfen etwa 200—400 kg/cm² angesetzt werden. Das Wellenmaterial (Stahl) würde natürlich mehr aushalten, allein da mit Rücksicht auf genaues Arbeiten der Regulierung die Formänderung nur klein sein darf, empfiehlt es sich, die oben angegebenen Werte in der Regel nicht zu überschreiten.

Abb. 228.

Handelt es sich um eine Regulierwelle von erheblicher Länge (Turbinen mit vertikaler Welle, mehrfache Turbinen), so tritt die Rücksicht auf die Materialbeanspruchung vollständig zurück hinter der Forderung, daß der gesamte Verdrehungswinkel bei der größten Regulierkraft ein gewisses Maß nicht überschreite.

Es sei s der ganze Weg, den ein Punkt am oberen Ende J der Regulierwelle am Hebelarm r von der ganz »offenen« bis zur »geschlossenen« Stellung der Leitschaufeln durchläuft (s. Abb. 229). Der Punkt soll sich um $x \cdot s$ bewegen müssen, bis das untere Ende K in Abb. 228 bei der höchsten Beanspruchung der Welle nachfolgt, wobei x den Wert 0,005 bei automatischer, 0,02 bei Handregulierung nicht überschreiten darf.

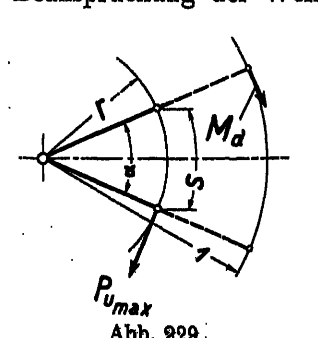


Abb. 229.

Ist das Maximaldrehmoment M_d, so ist der verhältnismäßige Verdrehungswinkel, d. h. der zum Halbmesser 1 cm gehörige Verdrehungsbogen zweier um 1 cm voneinander abstehender Querschnitte

$$\delta = \frac{32 \cdot M_d}{\pi \cdot d^4 \cdot G},$$

wobei d den Wellendurchmesser, G den Gleitmodul in kg/cm² bezeichnet. Ist l die Länge der

Regulierwelle in cm, so wird

$$l\,\delta = \frac{x\,s}{r}$$

und, nach Ersatz von $\frac{32}{\pi}$ durch 10,

$$d^4 = \frac{10 \cdot r \cdot l \cdot M_d}{x \cdot s \cdot G}, \tag{117}$$

oder, nach Einführung der Regulierarbeit (s. Abb. 229) (hier in cmkg)

$$100\,A_r = P_u \cdot s = M_d \cdot \frac{s}{r},$$

$$d^4 = 1000\,\frac{r^2 \cdot l \cdot A_r}{s^2 \cdot x \cdot G}. \tag{118}$$

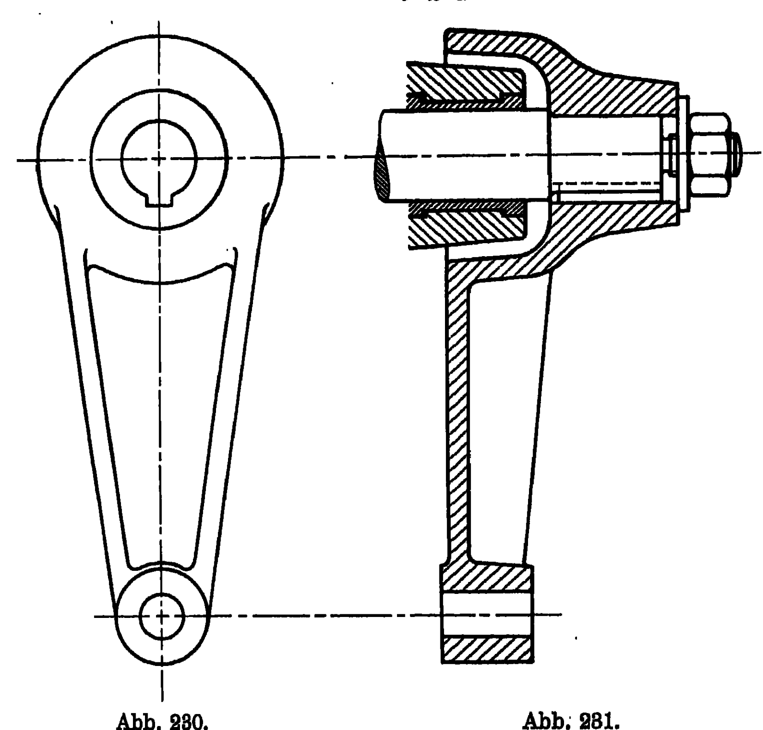


Abb. 230. Abb. 231.

A_r nach Gleichung 116 eingesetzt, ergibt:

$$d^4 = 1000\,\frac{l \cdot k \cdot q\,(H + 10)}{x \cdot G}\left(\frac{r}{s_k}\right)^2. \tag{119}$$

Wie man sieht, sollte, damit d nicht zu groß wird, $\frac{s}{r}$, also der ganze Verdrehungswinkel groß sein; man konstruiert so, daß er mindestens 30—60°, bei Antrieb der Regulierwelle durch Zahnrad noch größer wird.

Zahlenbeispiel:

Es sei

$r = 40$ cm, $s = 40$ cm (Verdrehungswinkel der Regulierwelle $\sim 60^0$),

$M_d = 20\,000$ (Regulierarbeit 200 mkg),

$l = 4$ m $= 400$ cm; $x = 0{,}004$; $x \cdot s = 0{,}16$ cm,

dann wird

$$d^4 = \frac{10 \cdot 40 \cdot 400 \cdot 20\,000}{0{,}16 \cdot 800\,000} = 25\,000,$$

$$d = 12{,}5 \text{ cm} = 125 \text{ mm}.$$

Die Verdrehungsanstrengung wird dabei nur rund 50 kg/cm².

Es ist selbstverständlich, daß der berechnete Durchmesser der Regulierwelle nur auf dem größten Teil ihrer Länge vorhanden sein muß; die Stirnzapfen können ganz wohl auf kleineren Durchmesser abgedreht werden.

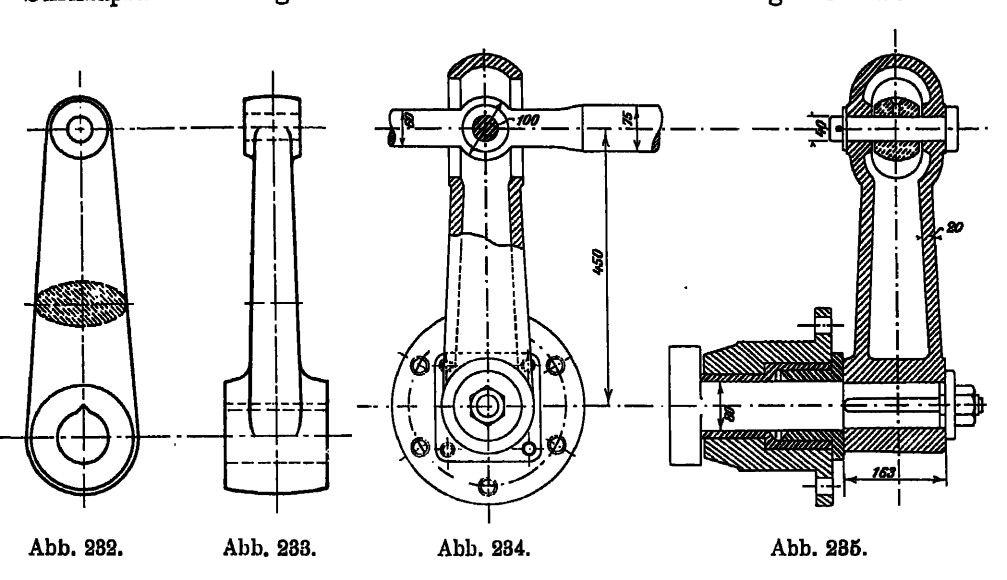


Abb. 232. Abb. 233. Abb. 234. Abb. 235.

Bei einfachen Turbinen im offenen Schacht und bei geschlossenen Turbinen werden die Regulierwellen kurz; es treten daher die oben angeführten Gesichtspunkte mehr zurück. Doch empfiehlt es sich auch hier, schon wegen der nicht genau anzugebenden Größe des Reibungswiderstandes, reichliche Abmessungen zu wählen.

Hinsichtlich der Lagerung der Regulierwelle ist das Gleiche zu beachten, wie schon im § 58 angeführt: Die Lagerstellen sind, um die Biegungsmomente klein zu halten, möglichst nahe an die Ebenen der Kräfte und Kräftepaare zu legen, mit anderen Worten, möglichst nahe an die Antriebshebel oder Joche. Man ist, um nur ein Beispiel anzuführen, in der Befolgung dieses Grundsatzes schon so weit gegangen, die Antriebshebel nach Abb. 230 und 231 auszuführen und damit die Lagerstelle ganz in die Wirkungsebene der Angriffskraft am Hebel zu verlegen.

Weitere Ausführungen von Regulierhebeln zeigen Abb. 232—235.

In der Regel erfolgt der Antrieb der Regulierwelle von einem automatischen Geschwindigkeits- oder Wasserstandsregulator aus. Diese sind hier nicht zu besprechen. Zur Vervollständigung sei in den Abb. 236 und 237 als Beispiel ein Handantrieb für eine senkrechte Regulierwelle dargestellt.

Die Abb. 238—240 zeigen die Durchführung einer wagrechten Regulierwelle durch die Mauer, wie sie bei Turbinen im offenen Schacht vor-

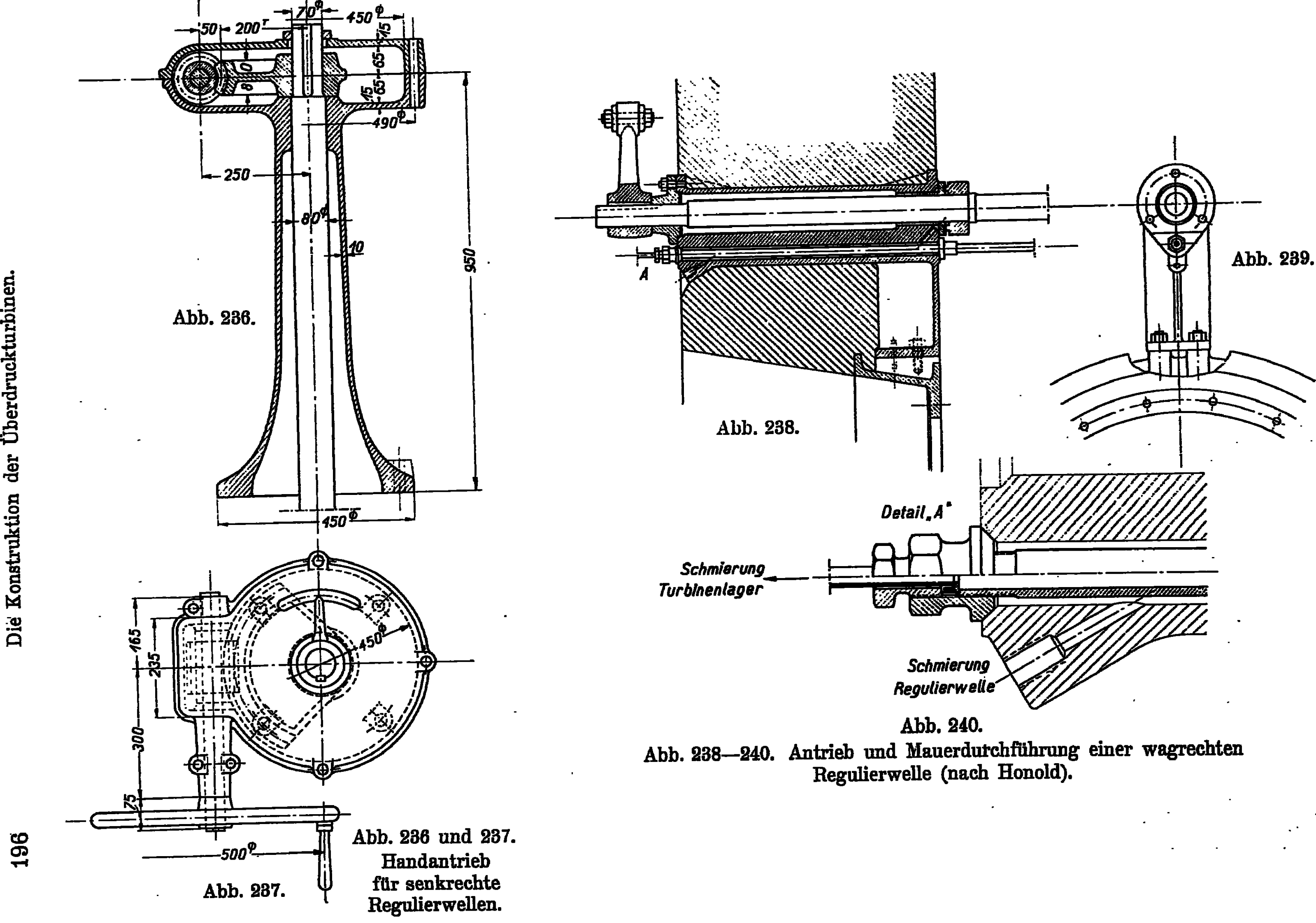


Abb. 240.

Abb. 238—240. Antrieb und Mauerdurchführung einer wagrechten Regulierwelle (nach Honold).

Abb. 236 und 237. Handantrieb für senkrechte Regulierwellen.

kommt. Der Antrieb erfolgt am Stirnende durch einen Hebel irgendwelcher Konstruktion, z. B. nach Abb. 230 und 231. In den Abb. 238—240 ist ferner eine Anordnung für die Schmierung des Lagers an der Regulierwelle und des Turbinenlagers im offenen Schacht gezeigt.

Der Zulauf zur Turbine und die Gehäuse.

Die Verbindung der Turbine mit ihrer Zuführung und diese selbst wechseln, je nachdem es sich um kleines, mittleres oder hohes Gefälle handelt, in Form und Größe außerordentlich stark. Wenn nachstehend eine scharfe Unterscheidung zwischen offener Wasserkammer und den verschiedenen Arten von Gehäusen gemacht ist, so wird doch ersichtlich werden, daß oft eine Form in die andere übergeht und vielfach unter sonst gleichen Verhältnissen das eine Mal die eine, das andere Mal die andere Ausführung vorgezogen wird. Es sind eben die Grenzen nicht fest gezogen und hängen außer vom Gefälle auch von der Höhenlage der Turbine, von ihrer Größe, ihrer Schnellläufigkeit und den Geländeverhältnissen ab.

§ 62. Die offene Turbinenkammer.

Handelt es sich um eine Anlage mit kleinem Gefälle, so kann die Turbine in der Regel in einem Schacht oder einer Kammer aufgestellt werden, der das Wasser vom Oberkanal her mit freiem Spiegel zufließt. (Turbine im offenen Schacht.) Abb. 241—247.

Die Kammer wird in der Regel aus Mauerwerk oder Beton ausgeführt und gehört also nicht mehr zur Turbine. Wenn sie trotzdem an dieser Stelle erörtert wird, so geschieht dies hauptsächlich darum, weil die Arbeitsweise der Turbine bis zu einem gewissen Grade von der Form der Kammer und ihren Abmessungen abhängt und weil die nötigen Angaben hiefür in der Regel vom Lieferanten der Turbine verlangt und gegeben werden.

Maßgebend für Form und Abmessungen ist die Vorschrift, möglichst wenig Verluste entstehen zu lassen. Bei gleichem absoluten Betrag ist der *verhältnismäßige* Verlust um so größer, je kleiner das Nutzgefälle ist.

Bei gleicher Form wird der Gefällsverlust mit dem Quadrat der Geschwindigkeit zu- und abnehmen. Man wird daher die Zuflußgeschwindigkeit klein zu halten versuchen; doch entspricht dies großen Durchflußquerschnitten und demnach in der Regel einer Verteuerung der Kammer, der Einlaufschützen und der Rechen. Es heißt also auch hier einen wirtschaftlich günstigen Kompromiß zwischen den Forderungen nach hohem Wirkungsgrad und denen nach niedrigen Anlagekosten zu finden. Hat die Kammer rechteckigen Grundriß und steht die Turbine (vertikale Welle vorausgesetzt) in der Achse der Kammer, so fließt das Wasser der Turbine ungefähr symmetrisch zu, gelangt also an die Außenfläche des Leitrades mit einer Geschwindigkeit, die auf der einen Seite gleich, auf der anderen entgegengesetzt

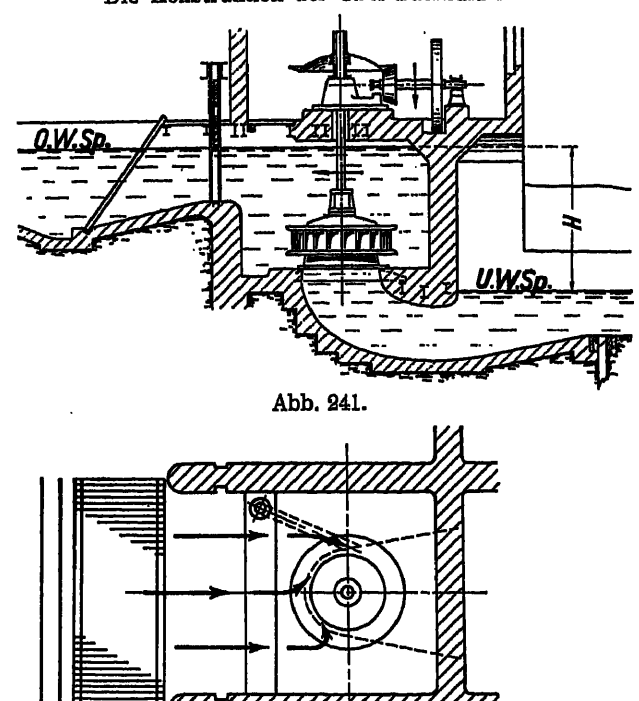


Abb. 241.

Abb. 242.

Abb. 241 und 242. Turbine mit vertikaler Welle im offenen Schacht.

Abb. 243.
Schnitt durch eine Anlage mit Turbine im offenen Schacht.

gerichtet ist, wie die Umfangskomponente des Wassers am Leitradaustritt (s. Abb. 242). Das Wasser wird daher auf der einen Seite nur wenig umgelenkt

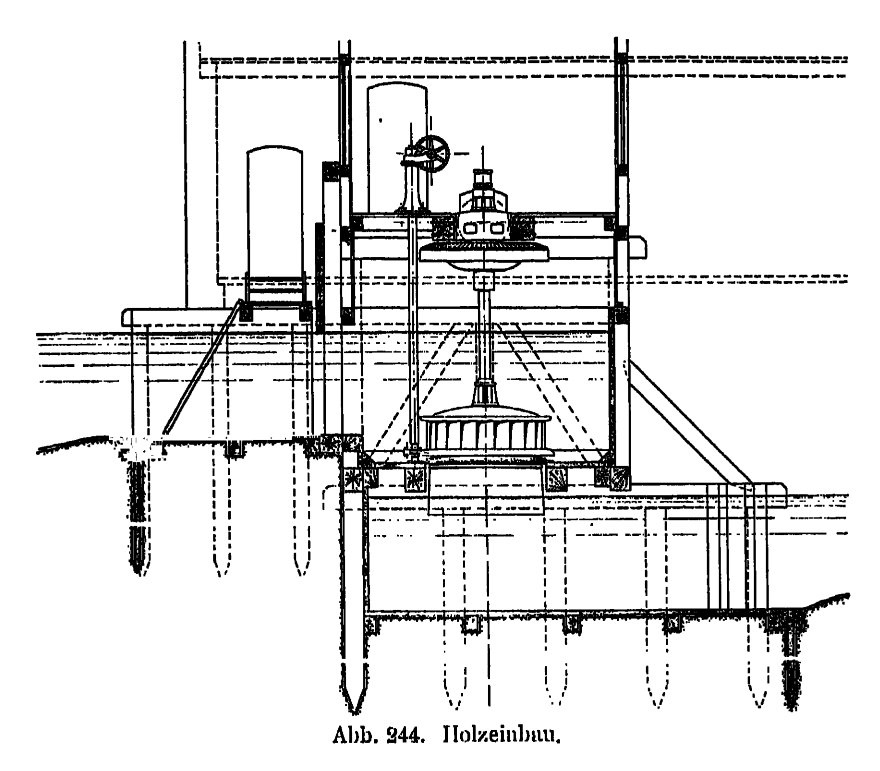


Abb. 244. Holzeinbau.

bis es in den Leitkanal gelangt, auf der anderen jedoch ziemlich schroff, so daß die Strömung am Eintritt des Leitrades nicht mehr genau achsen-

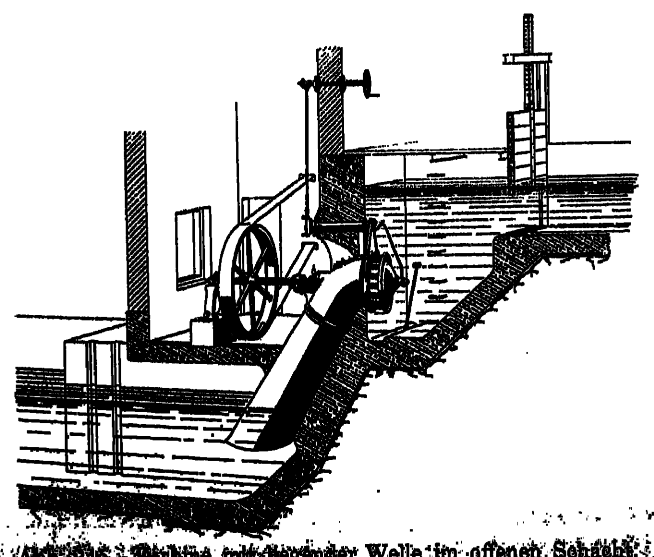


Abb. 245. Turbine mit liegender Welle im offenen Schacht.

symmetrisch ist. Um trotzdem die entsprechenden Verluste in engen Grenzen zu halten, ist die Zuflußgeschwindigkeit klein anzunehmen, nicht größer wie 0,8 bis 1 m/s oder spezifisch nicht mehr als 0,05 bis 0,1.

(120) Offener Schacht $\begin{cases} C_e \overline{\gtrless} 0{,}8 \div 1 \text{ m/s} \\ c_e \overline{\gtrless} 0{,}05 \div 0{,}1. \end{cases}$

Etwas günstiger wird der Zulauf bei vertikaler Welle, wenn die Turbine derart exzentrisch in die Kammer gesetzt wird, daß ihr das Wasser schon mit einer Zirkulation zufließt. Die entstehende Strömung hängt allerdings stark mit der Höhe des Oberwasserspiegels über der Turbine zusammen

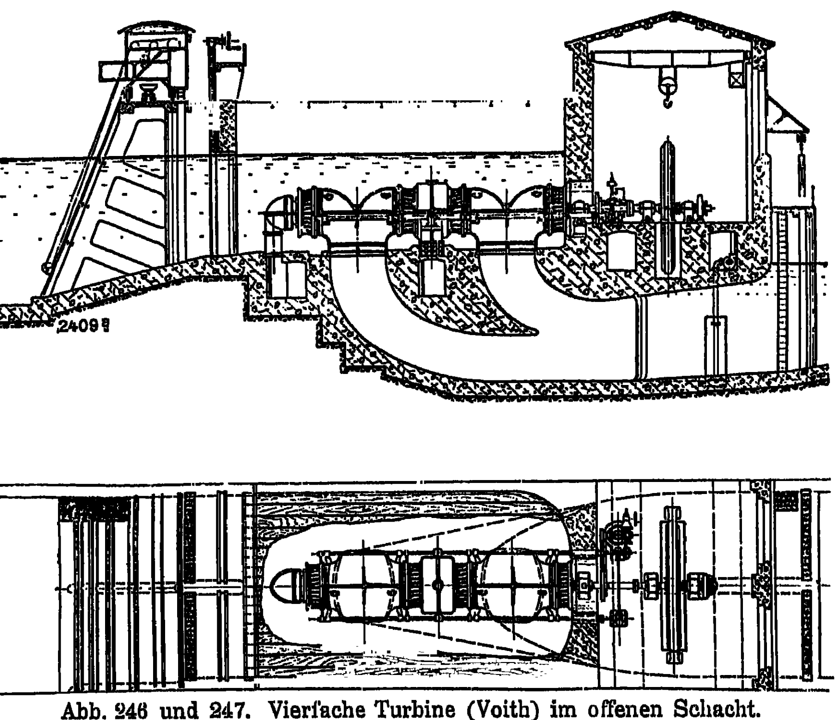


Abb. 246 und 247. Vierfache Turbine (Voith) im offenen Schacht.

und zeigt in verschiedener Höhe auch ganz verschiedene Form der Stromlinien. Immerhin läßt sich ein Bild von der Wirkung exzentrischer Aufstellung schon durch die Untersuchung ebener Strömungen gewinnen. Abb. 248 und 249 sind photographische Aufnahmen von Strömungen der in Frage stehenden Art, Abb. 248 für symmetrische, Abb. 249 für unsymmetrische Aufstellung in der Kammer. Die Welle ist, wie gesagt, dabei vertikal gedacht, doch lassen sich sinngemäß die gleichen Grundsätze auch auf Turbinen mit horizontal gelagerter Welle anwenden.

Die Kammerwände sind auf Wasserdruck zu berechnen. Werden sie aus Beton hergestellt, so macht sich, wenn man allzu große Mauerstärken vermeiden will, schon bei mäßiger Wassertiefe die Notwendigkeit einer Eisenarmierung geltend.

Die Turbine wird zumeist so aufgestellt, daß die Unterkante des Leitrades sich etwas über dem Boden der Kammer befindet. Damit die Turbine bei geschlossener Einlaßschütze bequem zugänglich wird, sollte Vorsorge getroffen sein, daß das noch durch die Ritzen der Schütze in die Kammer gelangende Sickerwasser in einer kleinen Querrinne aufgefangen und durch ein Bodenventil ins Saugrohr oder unmittelbar ins Unterwasser abgeleitet werden kann (Abb. 241—243). Das Bodenventil, dessen Betätigung von oben möglich sein soll, dient zugleich zur völligen Entleerung der Turbinenkammer.

Selbstverständlich ist auch dafür zu sorgen, daß man hinter der Absperrschütze in den Turbinenschacht einsteigen kann.

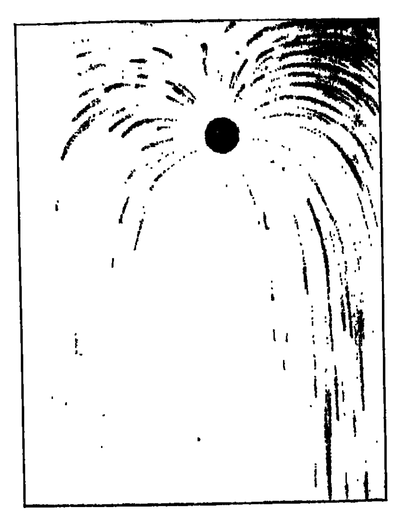


Abb. 248. Strömung bei Senke in der Mittellinie des Zuflusses.

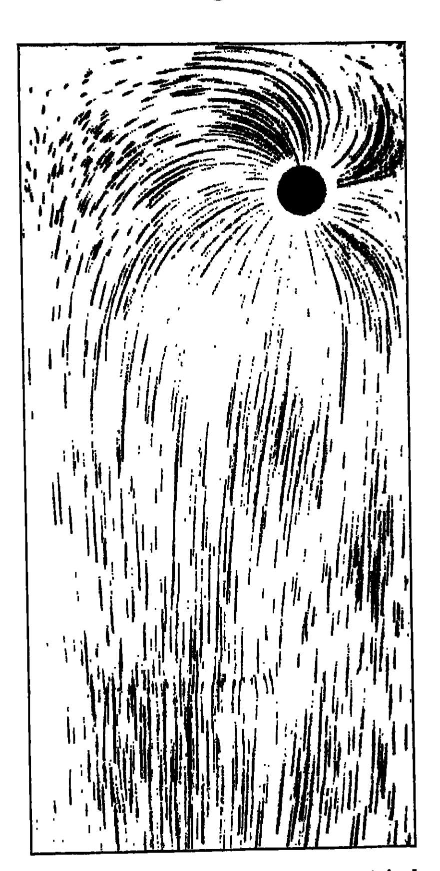


Abb. 249. Strömung bei unsymmetrisch gelegener Senke.

§ 63. Die Kesselgehäuse.

Die Mauern der offenen Turbinenkammer werden schon bei Wassertiefen über 8÷10 m stark und teuer. Es zeigt sich, daß es dann wirtschaftlicher ist, das Wasser unter mäßigem Druck, also in geringer Tiefe unter dem Oberwasserspiegel zu fassen (s. Abb. 251) und es der Turbine durch eine geschlossene Leitung zuzuführen. Die einfachste Lösung scheint die zu sein, am Ende der Rohrleitung eine ausreichend große Erweiterung zu schaffen, einen Kessel anzuordnen, in den dann die Turbine (einfache oder mehrfache Turbine, mit vertikaler oder horizontaler Welle) hineingestellt werden kann. Je nachdem die Zuflußrichtung parallel oder senkrecht zur Turbinenachse liegt, spricht man von einem Stirnkessel oder einem Querkessel.

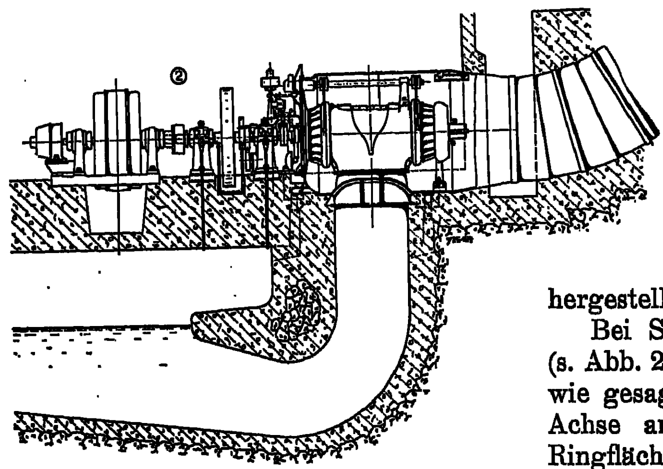


Abb. 250. Stirnkesselturbine (Voith).

Beide Kesselarten werden in der Regel zylindrisch oder wenigstens als Rotationskörper um die Turbinenachse geformt und bei größeren Ausführungen fast ausschließlich aus Blech hergestellt.

Bei Stirnkesselturbinen (s. Abb. 250) kommt das Wasser, wie gesagt, in der Richtung der Achse an und muß durch die Ringfläche durchströmen, die außen von der Gehäusewand, innen vom Außenkreis des Leitrades (des ersten Leitrades bei Zwillingsturbinen) begrenzt wird. An dieser Stelle erleiden die Stromlinien eine ziemlich schroffe Umlenkung, die mit erheblichen Verlusten verbunden ist. Die mittlere Durchflußgeschwindigkeit darf deshalb nicht groß sein. Wir wählen die spezifische Eintrittsgeschwindigkeit ins Gehäuse

Abb. 251.

(121) $c_e = 0{,}06 \div 0{,}1$.

Die größte Geschwindigkeit im Gehäuse selbst soll den angegebenen Wert ebenfalls nicht überschreiten.

Bei Zwillingsturbinen im Stirnkessel wird der erste Leitraddeckel (in der Zuflußrichtung gesehen) gewöhnlich gegen den Mantel abgestützt, sei es durch einen gewöhnlichen Bock (Abb. 250),

sei es durch ein Rohr von solchem Querschnitt, daß das Endlager zugänglich wird (s. Taf. 29, Abb. 5). Der Saugrohruntersatz wird in der Regel mit dem Mantel vernietet, entweder unmittelbar, oder, zur leichteren Erreichung vollständiger Dichtheit, unter Zwischenschaltung eines weichen Stemm-

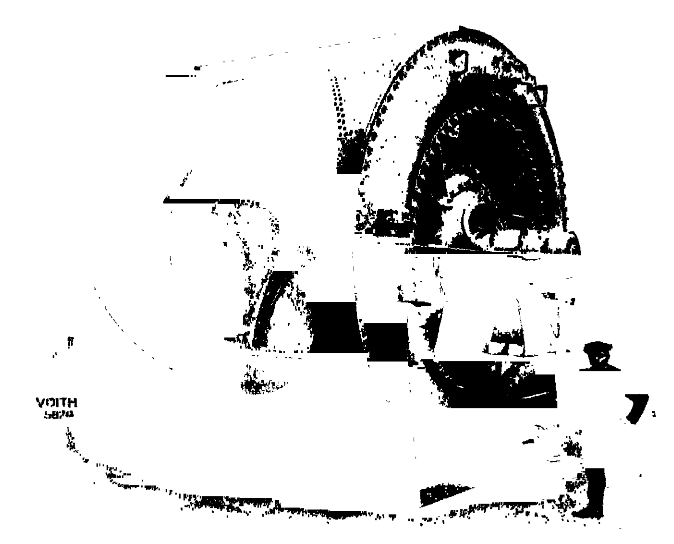


Abb. 252. Querkesselturbine (Voith).

bleches. Der Ausschnitt im Mantel ist so groß zu wählen, daß der Untersatz nach der einen oder anderen Richtung ein- und ausgebaut werden kann.

An der Stirnseite wird der Leitraddeckel durch einen (zumeist gegossenen) Ring mit dem Mantel des Kessels verbunden. Da der genannte

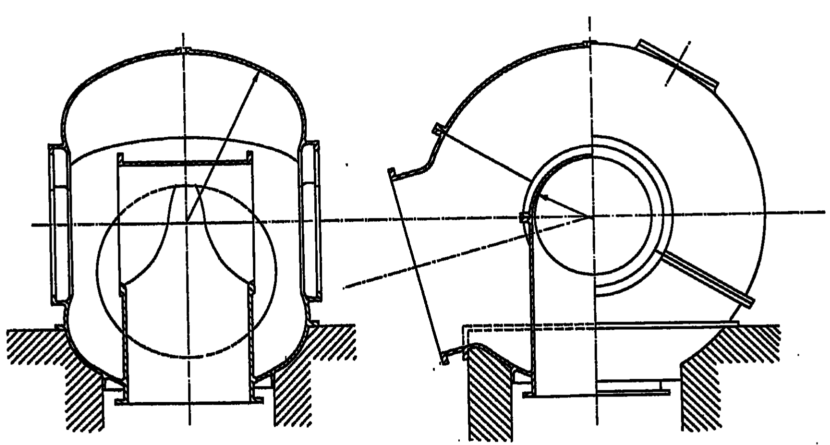


Abb. 253 und 254. Kugelförmiger Querkessel aus Gußeisen.

Ring Paßflächen trägt und an sich steifer ist als der Kesselmantel, so empfiehlt es sich, an ihm die Füße der Turbine anzubringen, als weiterer Stützpunkt dient, weil ebenfalls steif, der Saugrohruntersatz (s. Taf. 29, Abb. 5 u. 6).

Eine Entleerungsleitung mit Absperrventil und (nicht immer) ein Entlüftungsventil im obersten Teil des Kessels vervollständigen die Ausrüstung des letzteren, soweit sie hier zu erwähnen ist.

Das Blech des Kesselmantels wird im Betrieb durch den Innendruck beansprucht; doch ergäbe die dahingehende Berechnung so kleine Wandstärken, daß sich der Kessel im geleerten Zustande zu stark deformieren würde. Es empfiehlt sich, die Wandstärke unter Berücksichtigung der Beziehungen über die Formänderung anzunehmen mit

$$s = \frac{p\,D}{2\,\sigma_z} + \frac{D}{100\,(3+p)} + 0{,}2 \text{ cm.} \tag{122}$$

Hierin bedeuten: p den Innendruck in kg/cm², D den Innendurchmesser des Kessels in cm, σ_z die zulässige Beanspruchung des Bleches in kg/cm².

Die Elemente: Laufrad, Leitrad, Regulierorgane usw. sind die gleichen wie bei der offenen Turbine.

Bei Querkesselturbinen (s. Abb. 251—254, ferner Taf. 30 und 34) muß das Wasser zuerst von der Richtung senkrecht zur Turbinenachse in diejenige parallel dazu und sodann um den äußeren Teil des Leitraddeckels oder des Regulierringes herum wieder in die radiale Richtung umgelenkt werden. Die Wasserführung ist also noch schlechter als bei der Stirnkesselturbine. Allerdings geht bei der Zwillingsturbine nur das Wasser für ein Leitrad durch den Ringquerschnitt zwischen Leitrad und Mantel hindurch. Die Geschwindigkeit im Eintrittsstutzen ist, wenn die Verluste niedrig gehalten werden sollen, nicht größer zu wählen als bei der Stirnkesselturbine. Als Vorzüge des Querkessels sind zu erwähnen, daß beide Lager ohne weiteres zugänglich sind und auch mehrere Turbinen auf ein und dieselbe Welle arbeiten können. Die Konstruktion des Kessels, dessen Wandstärke, die Ausbildung der Verbindungsringe zwischen Leitrad und Kessel und die Armaturen sind sinngemäß gleich zu wählen wie beim Stirnkessel.

Die beiden Kesselarten werden hauptsächlich da verwendet, wo das im nächsten Paragraphen zu besprechende Spiralgehäuse infolge der großen Abmessungen zu teuer würde, also hauptsächlich bei mittlerem Gefälle und großer Wassermenge, überdies vorzugsweise bei Zwillingsturbinen. Die angedeutete Überlegenheit hinsichtlich des Preises, die Rohrleitung mit berücksichtigt, verschwindet, sobald mehrere Turbinen an eine Leitung angeschlossen werden. Die Anwendung der Kesselturbinen ist daher in der Regel auf Anlagen beschränkt, bei denen jede Turbine ihre eigene Zuleitung hat.

Da die heutige Entwicklung die Einradturbine mehr und mehr bevorzugt, haben die Kesselturbinen in gleichem Maß an Bedeutung eingebüßt.

§ 64. Das Spiralgehäuse, Formgebung und Berechnung.

a) Form der Spirale.

Die Wasserzuführung zum Spiralgehäuse erfolgt in tangentieller Richtung und das Gehäuse selbst hat dann die Aufgabe, das Wasser dem Leit-

apparat auf den ganzen Umfang gleichmäßig verteilt und unter möglichst gleichen Bedingungen hinsichtlich Druck und Geschwindigkeit zuzuführen.

Unrichtige Wasserführung im Gehäuse verursacht nicht nur unmittelbar Turbulenzverluste, sondern kann den Wirkungsgrad der Turbine auch dadurch ungünstig beeinflussen, daß die Zuströmung zum Laufrad nicht mehr achsensymmetrisch erfolgt. Ein gut geformtes Spiralgehäuse soll daher das Wasser dem Leitrad so zuleiten, daß auf Parallelkreisen um die Achse, abgesehen von den Störungen durch die Schaufeln, überall gleiche Drücke, gleiche und gleich gerichtete Geschwindigkeiten entstehen, daß also die Forderungen der achsensymmetrischen Strömung erfüllt werden. Wir legen den nachstehenden Untersuchungen zunächst diese Konstruktionsforderung zugrunde. Die Abb. 255 bis 258 erläutern die zeichnerische Bestimmung der Form.

Das Spiralgehäuse ist gegen die Achse zu fast immer durch einen Ring von Stützschaufeln begrenzt, deren Bedeutung, Berechnung und Formgebung unten besprochen wird. Auf alle Fälle soll nach dem oben angegebenen Grundsatz das Wasser schon einem über die Außenkanten der Stützschaufeln gelegten Kreis rein achsensymmetrisch zugeführt werden; es muß also auf ihm die Geschwindigkeit c_u und der Druck überall gleich sein. Dasselbe muß auf jedem weiter außen gelegenen Kreis zutreffen, weil ja eine arbeitsfreie Strömung vorliegt und sich also der Drall von einem Kreis zum anderen nicht ändert. Werden die auf den Außenkreis der Stützschaufeln sich beziehenden Größen mit dem Index IV gekennzeichnet, so muß demnach (s. Abb. 255 und 256) die Gleichung erfüllt sein:

$$c_u = c_u^{\mathrm{IV}} \frac{R^{\mathrm{IV}}}{R}.$$

Ist, wie in Abb. 256 angegeben, b die Breite der Spirale im Abstand R von der Achse, so ist die elementare, durch einen Streifen von der Höhe dR durchgehende Wassermenge

$$d\,Q_x = b \cdot dR \cdot c_u \sqrt{2gH} = c_u^{\mathrm{IV}} \sqrt{2gH}\, b\, \frac{R^{\mathrm{IV}}}{R}\, dR,$$

also die durch den gesamten Querschnitt durchgehende Wassermenge:

$$Q_x = c_u^{\mathrm{IV}} \sqrt{2gH} \int\limits_{R^{\mathrm{IV}}}^{R_x} b\, \frac{R^{\mathrm{IV}}}{R}\, dR. \tag{123}$$

Die Form des Querschnittes ist in der Regel begrenzt durch einen Kreisbogen und die Außenkante der Stützschaufel; in anderen Fällen ist der Kreisbogen durch eine Folge von geraden oder gekrümmten Linien ersetzt. Die Breite b ist also in der Regel keine einfach geformte Funktion von R. Das Integral in der obigen Gleichung wird daher am besten graphisch ausgewertet, wie in Abb. 258 angedeutet. Die Breite b erscheint dort multipliziert mit dem Verhältnis $\frac{R^{\mathrm{IV}}}{R}$. Diese Reduktion läßt sich leicht graphisch ausführen, indem man die Endpunkte P—P der Strecke b mit einem Punkt O auf der Turbinenachse verbindet und die Schnittpunkte dieser Fahrstrahlen mit der Geraden P^{IV}—P^{IV} wieder auf die zur Turbinenachse parallele Geraden P—P

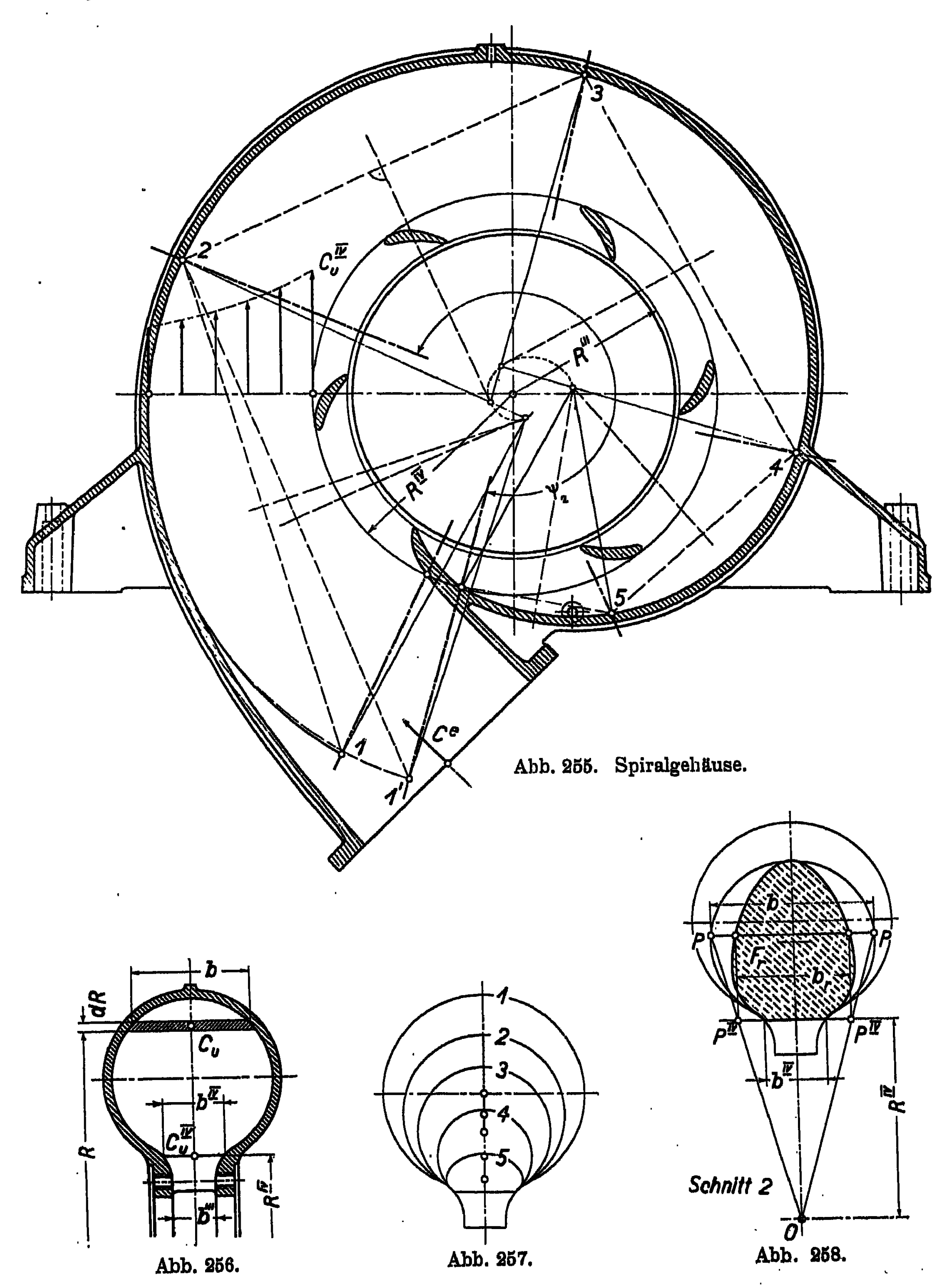


Abb. 255. Spiralgehäuse.

Abb. 256.

Abb. 257.

Abb. 258.

hinauflotet. Die Aufeinanderfolge der so erhaltenen Punkte bestimmt eine reduzierte Fläche von der Größe

$$\int_{R^{IV}}^{R_x} b\,\frac{R^{IV}}{R}\,dR.$$

Die Wassermenge Q_x, die durch den Querschnitt x durchgeht, ist nun nach Gleichung 123 leicht zu bestimmen. Es frägt sich nur, an welcher Stelle dieser Querschnitt der Spirale anzubringen ist, mit anderen Worten, welchem Winkel ψ nach Abb. 255 er zugehört. Wie ohne weiteres einzusehen, wird, wenn auf dem ganzen Parallelkreis IV gleiche Meridiangeschwindigkeit herrscht,

$$\frac{\psi^0}{360^0} = \frac{Q_x}{Q},$$

also auch

$$(124)\qquad \frac{\psi^0}{360^0} = \frac{c_u^{IV}\sqrt{2gH}\int_{R^{IV}}^{R_x} b\,\frac{R^{IV}}{R}\,dR}{c_u^{IV}\sqrt{2gH}\int_{R^{IV}}^{R^1} b\,\frac{R^{IV}}{R}\,dR} = \frac{\int_{R^{IV}}^{R_x} b\,\frac{R^{IV}}{R}\,dR}{\int_{R^{IV}}^{R^1} b\,\frac{R^{IV}}{R}\,dR}.$$

Hierin bedeutet R^1 den Abstand des äußersten Punktes desjenigen Spiralquerschnittes, durch den die ganze Wassermenge Q hindurchgeht.

Die Geschwindigkeit c_u^{IV} ist in der Regel bestimmt durch die Geschwindigkeit c_u^1 in jenem Querschnitt, in dem die eigentliche Spiralform beginnt und den zugehörigen Abstand R^1 von der Turbinenachse, also durch

$$c_u^{IV} = c_u^1\,\frac{R^1}{R^{IV}};$$

c_u^1 seinerseits wird am besten gleich der mittleren Eintrittsgeschwindigkeit c_e gewählt, damit kein Wasserteilchen auf dem Wege vom Eintrittsquerschnitt e zum ersten Spiralquerschnitt 1 eine Verzögerung erfährt.

Es muß dann sein

$$(125)\qquad \frac{\pi}{4}\,D_e^2 = \frac{R^1}{R^{IV}}\int_{R^{IV}}^{R^1} b\,\frac{R^{IV}}{R}\,dR = \frac{R^1}{R^{IV}}\,F_r^1.$$

Die Gleichung ergibt also einer Vergrößerung des Eintrittsquerschnittes vom Durchmesser D_e gegenüber dem ersten eigentlichen Spiralquerschnitt 1. Eine nicht zu große Abänderung der Querschnitte hat übrigens nur unerheblichen Einfluß auf Verluste und Wirkungsgrad.

Da sich an die Spirale, als Rohrkrümmer aufgefaßt, keine gerade Auslaufstrecke, den Sitz des Hauptverlustes bei Krümmern, anschließt, so ist der Verlust in der Spirale $\zeta_e\, c_e^2$ klein; ζ_e beträgt bei guter Formgebung etwa 0,1÷0,2. Will man also den Verlust nicht größer werden lassen, als einen bestimmten Bruchteil v_e des Gefälles, so muß c_e gewählt werden zu $c_e = \sqrt{\frac{v_e}{\zeta_e}}$. Hiebei wird v_e etwa Beträge von der Größenordnung [illegible] erhalten dürfen,

woraus folgt, daß die spezifische Eintrittsgeschwindigkeit in die Spirale mit etwa

$$(126)\qquad c_e = 0{,}15 \div 0{,}25 \div (0{,}3)$$

angenommen werden darf.

Wie man leicht einsieht, kann bei Turbinen kleiner spezifischer Drehzahl, also verhältnismäßig großem $R_0 \cdot c_{u_0}$ die Eintrittsgeschwindigkeit c_e so gewählt werden, daß

$$R_r \cdot c_{u_0} = R_e\, c_e$$

wird. Es findet dann, abgesehen von den Störungen durch die Stütz- und Leitschaufeln keine Veränderung des Dralles bis zum Laufradeintritt

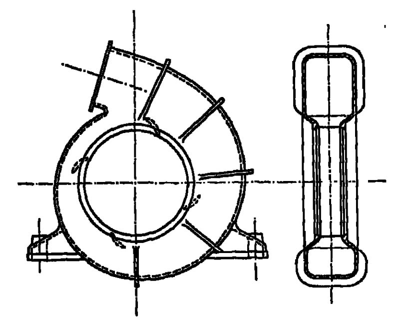


Abb. 259 und 260. Rechteckiges Spiralgehäuse aus Guß (Sporn am Ende der Spirale sollte bis zum Stützschaufelring weitergeführt werden, vgl. Abb. 255).

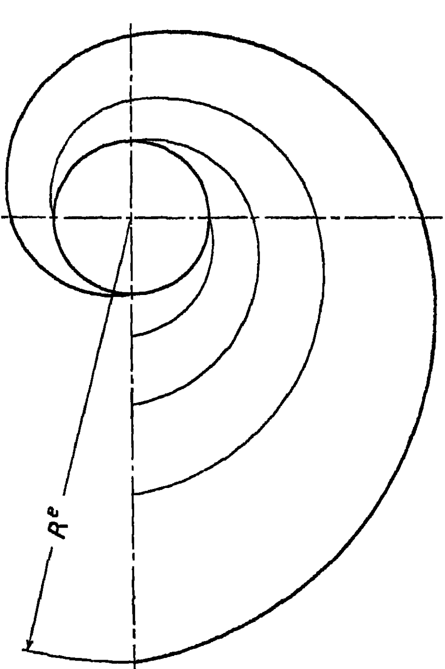


Abb. 261. Logarithmische Spirale.

statt; Stütz- und Leitschaufeln erscheinen vom Wasserdruck fast vollständig entlastet, wenigstens sofern sie sich der gegebenen arbeitsfreien Strömung anpassen. Allerdings kann dies nur für eine einzige Stellung der Leit-

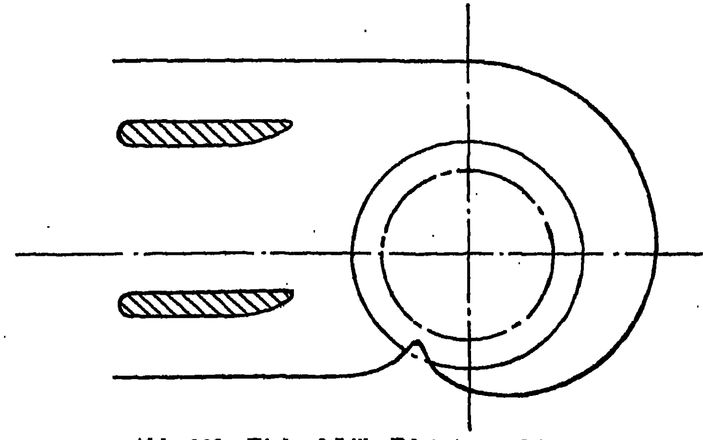


Abb. 262. Einlauf Lilla Edet (ausgeführt).

schaufeln zutreffen, weil, z. B. bei einer kleineren Leitradöffnung c_{u_0} vor dem Laufrad größer, c_s aber kleiner wird. Bei Turbinen von hohem n_s ist das c_{u_0} so klein, daß auch c_s viel zu klein, die ihm entsprechende Eintrittsfläche der Spirale also zu groß ausfallen würde. Es muß in diesem Fall, wie schon im § 55 erwähnt, im Stütz- und Leitschaufelring eine Verkleinerung des Dralles bewirkt werden.

Unter Berücksichtigung des oben Gesagten ist nun der Gang der Konstruktion der Spirale folgender: Man nimmt sich zunächst c_s an und sucht unter probeweiser Berücksichtigung von Gleichung 125 Größe und Lage des ersten eigentlichen Spiralquerschnittes (1), zeichnet verschiedene Querschnitte nach Abb. 257 gegenüber dem Stützschaufelring auf und sucht nach Gleichung 124 durch Bestimmung des Winkels ψ die Lage jedes Querschnittes.

Im Schnitt senkrecht zur Turbinenachse legt man sodann eine stetige Kurve durch die Endpunkte der erhaltenen Querschnitte, wobei diese Kurve nach Abb. 255 auch durch eine Folge von Kreisbogen mit stetigen Übergängen ersetzt werden darf.

Abb. 263.

Abb. 264.

Abb. 265.

Abb. 263—265. Einläufe Lilla Edet (Versuchsformen).

Infolge der endlichen Stärke des Spornes ist es notwendig, mit der

äußeren Begrenzungslinie des Gehäuses schon etwas vor dem ersten Spiralquerschnitt von der Spirallinie abzurücken und den Einlaufstutzen mit allmählich zunehmenden Krümmungsradien und mit allseits stetigen Übergängen auszubilden (s. Abb. 255 und Taf. 24).

Bei kleinen Gefällen und kleinen Leistungen wird die Spirale oft aus Blech oder Guß (Abb. 259 und 260) mit rechteckigem Querschnitt hergestellt. Nimmt man den Außenkreis der Stützschaufeln auf den inneren Endpunkten des Rechteckes an, so ist die Breite b von da ab konstant und Gleichung 123 vereinfacht sich wie folgt:

$$Q_x = b\, R^{IV}\, c_u^{IV} \sqrt{2\,g\,H} \int_{R^{IV}}^{R_x} \frac{d\,R}{R}.$$

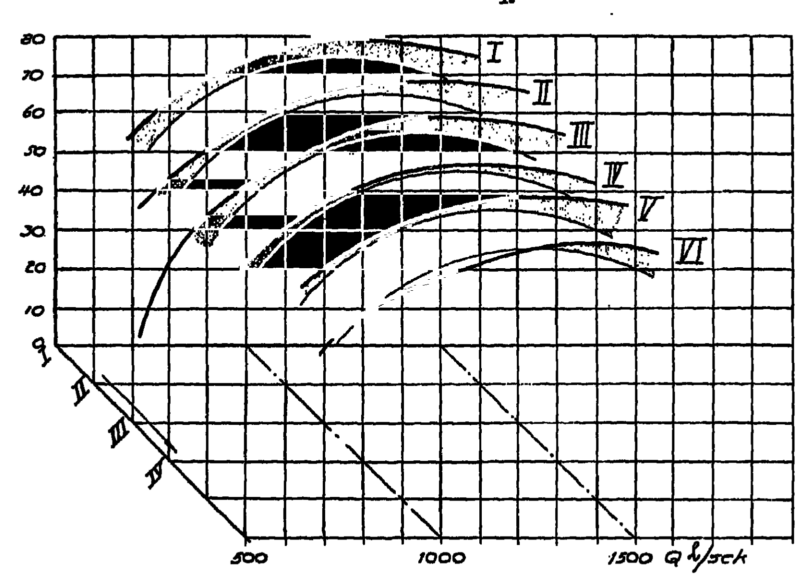


Abb. 266. Versuchsergebnisse mit verschiedenen Einläufen der Versuchsturbine Lilla Edet (I—IV Spiralen, V offener Schacht, VI Kessel). Die Kurven I—VI sind räumlich axonometrisch dargestellt; als ebenes System betrachtet, erscheinen sie nach beiden Koordinatenrichtungen um je eine Teilungseinheit verschoben. Die dünn ausgezogenen Kurven sind gleichartig gelegene Kreise zur Verdeutlichung der Unterschiede in den Wirkungsgradkurven.

Es ergibt sich sonach

$$Q_x = b\, R^{IV}\, c_u^{IV} \sqrt{2\,g\,H}\; ln\, \frac{R_x}{R^{IV}}$$

$$(127)\qquad R_x = R^{IV} e^{\frac{Q_x}{b\, R^{IV}\, c_u^{IV} \sqrt{2\,g\,H}}} = R^{IV} e^{2\,\pi\, \frac{c_m^{IV}}{c_u^{IV}}\, \frac{Q_x}{Q}} = R^{IV} e^{\psi\, \frac{c_m^{IV}}{c_u^{IV}}}.$$

Die äußere Begrenzungskurve ist also eine logarithmische Spirale (Abb. 261). Für den Querschnitt, durch den zum erstenmal die ganze Wassermenge durchgeht, wird der Abstand der äußeren Seite des Rechteckes von der Turbinenachse gleich

$$(128)\qquad R_e = R^{IV} e^{2\,\pi\, \frac{c_m^{IV}}{c_u^{IV}}} = R^{IV} e^{2\,\pi\, tg\, \alpha^{IV}}.$$

Ändert sich der Drall weder durch die Leit- noch durch die Stützschaufeln, so wird:

(129)
$R \cdot c_u = $ konst.
$$tg\,\alpha' = tg\,\alpha^{IV} \cdot \frac{b^{IV}}{b'}.$$

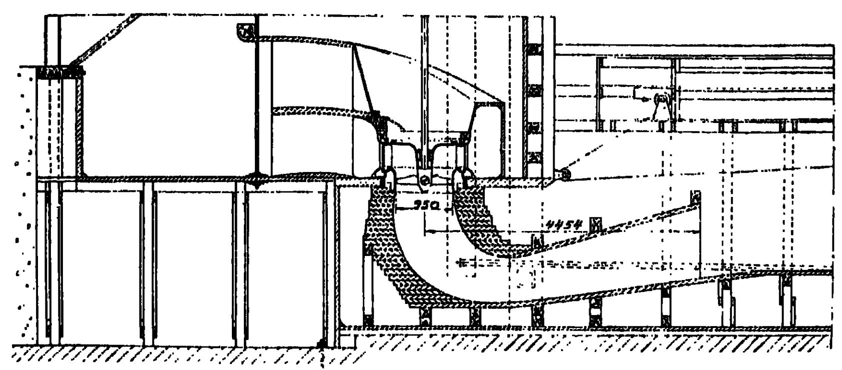


Abb. 267. Versuchsanordnung für Lilla Edet.

Ist $tg\,\alpha'$ sehr groß (Schnelläufer), so würde die Ausbildung einer vollständig korrekten Spirale für rein achsensymmetrische Strömung unwirtschaftlich große Querschnitte erfordern. Man begnügt sich daher oft mit sogen. Halbspiralen als Einläufen, bei denen ein Teil des Wassers fast radial oder durch Sporne nur wenig abgelenkt an den Umfang des Stützschaufelringes herantritt, während der übrige Teil, gewöhnlich etwa $^2/_3$ der vollen

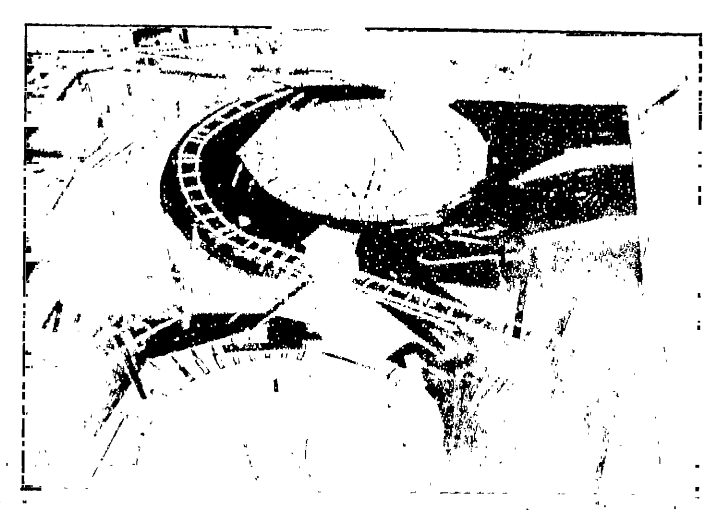


Abb. 268. Schalung für die Einläufe der Anlage Chancy-Pougny (Genf).

Wassermenge, in einer Leitung von Spiralform zugeführt wird. Der Verlust im ganzen Einlauf wird in diesem Fall natürlich etwas größer als bei der reinen Spirale. Die Form kleinsten Verlustes ist rein rechnerisch kaum festzustellen. Bei den heute stets angestrebten großen Einheiten lohnt es sich deshalb, besondere Modellversuche anzustellen, um eine dem Sonderfall

angepaßte günstige und zugleich wirtschaftliche Form des Einlaufes auszusuchen.

Abb. 262—267 zeigen die Versuchsformen, die festgestellten Wirkungsgradunterschiede und die ausgeführten Einläufe für die Anlage Lilla Edet[1].

Halbspiralen der besprochenen Art werden fast ausschließlich in Beton ausgeführt. Die Schalung wird ähnlich konstruiert wie beim Saugrohr (s. Abb. 268).

b) Konstruktive Ausführung der Spirale.

Außer den bisher erhaltenen Konstruktionsgrundsätzen für die Spirale und die unter c) für die Stützschaufeln angegebenen ist noch folgendes zu beachten:

Die zu gießende Spirale wird mit vertikaler Achse eingeformt (s. Abb. 269 und 270). Der verhältnismäßig sehr schwere Kern ist schon zur Aufnahme



Abb. 269.



Abb. 270.

Abb. 269 und 270. Einformen einer Spirale aus Guß.

seines Gewichtes in der Form gut abzustützen. Füllt nun das flüssige Material die Zwischenräume aus, so erhält der Kern einen freien Auftrieb gleich dem Produkt aus seinem Volumen und der Differenz der spezifischen Gewichte des Eisens und des Kernmaterials (ungefähr 5,5). Der Unterschied der Kräfte bei leerer und gefüllter Form entspricht dem Gewicht des Kernes in Eisen. Man kann leicht nachrechnen, um welche Werte es sich handelt, welche Kraft der Kern einmal auf seine Unterlage senkrecht abwärts und nachher senkrecht aufwärts ausübt. Zur Aufnahme dieser Kräfte genügen in der Regel die kleinen eingegossenen Kernstützen nicht mehr, man wird bei einigermaßen großen Spiralen 2 bis 4 kräftige Kernlöcher von 150 bis 250 mm ø vorsehen,

[1] Technische Mitteilungen des Kungl. Vattenfallsstyrelsen, Stockholm 1923.

die nachträglich durch Deckel wieder verschraubt werden (s. Taf. 24). Trotz dieser Vorsichtsmaßnahme macht sich häufig noch eine kleine Verlagerung des Kernes bemerkbar, welcher Umstand durch einen Zuschlag von 5—10 mm zur rechnungsmäßigen Wandstärke berücksichtigt wird. Die letztere wird nach den bekannten Beziehungen für Rohre unter Innendruck und zwar auf Grund des Eintrittsdurchmessers D_e als Rohrweite erhalten. Bei rechteckigem Querschnitt des Gehäuses sind die ebenen Flächen sorgfältig zu versteifen (s. Abb. 259).

Da die Gußform zweiteilig ist (s. Abb. 269), so würde sich an der Teilfuge eine etwas unschöne Gußnaht ergeben; zu deren leichterer Entfernung oder Vertuschung wird gerne eine kleine Rippe rund um die Spirale herum geführt (s. Abb. 255 und 256).

Große Spiralen müssen, schon des leichteren Transportes wegen, nach einer durch die Turbinenachse gehenden Ebene geteilt werden.

Die Spirale wird in der Regel auf Füßen gelagert (s. Abb. 255); vielfach stützt sie sich auch durch den Einlaufstutzen auf die Rohrleitung ab (s. Taf. 22, Abb. 1).

Große Spiralen werden häufig aus Blech hergestellt und mit einem besonderen Stützschaufelring vernietet. Rechteckige Querschnitte verlangen, wie schon erwähnt, umfangreiche Versteifungen (s. Taf. 27).

Meines Wissens ist Escher Wyss & Cie.[1] zum erstenmal zum runden Querschnitt bei Blechspiralen übergegangen, bei dem das Material nur Zugbeanspruchungen ausgesetzt und daher besser ausgenützt ist als bei rechteckigem Profil. Die Ausführung einer Blechspirale von kreisförmigem Querschnitt zeigt Taf. 20 (Turbine Pinet, gebaut von den Constructions Electriques de France).

Am obersten Punkt der Spirale ist in der Regel ein Entlüftungsventil vorzusehen. Dieses wird vor dem Anlassen der Maschine so lange geöffnet, bis der sich beim Füllen bildende Luftsack vollständig entfernt ist und Wasser auszuströmen beginnt. Bei vertikaler Turbinenwelle kann das Entlüftungsventil entfallen.

Der unterste Punkt der Spirale muß durch ein Entleerungsventil entwässert werden können, sei es unmittelbar, sei es mittelbar durch eine kleine Leitung nach dem Einlaufstutzen (s. Abb. 255).

c) Die Stützschaufeln.

Denken wir uns ein Spiralgehäuse unter Druck stehend und betrachten wir einen Querschnitt davon, z. B. Abb. 257, so ersieht man leicht, daß durch die seitlichen, parallel zur Turbinenachse gerichteten Komponenten des Wasserdruckes der Querschnitt beidseitig aufgebogen würde. Irgend einen Halt finden die inneren Flanschenteile des Spiralgehäuses nicht, weil der Turbinendeckel in seiner Stopfbüchse die volle Längsbeweglichkeit hat; allerhöchstens könnte er infolge der Einspannung im Flansch ein entlastendes Biegungsmoment auf die Spirale übertragen, das aber an den Verhältnissen nicht viel zu ändern vermöchte. Die Berechnung des offenen Quer-

[1] Huguenin: Die Wasserkraftanlagen Tremp und Seros. Schweiz. Bauzeitung 1917, Band 69 und 70.

schnittes zeigt, daß schon bei sehr mäßigen Drücken und Abmessungen die Biegungsbeanspruchung im äußeren Teil der Spirale viel zu hoch würde, als daß sie noch aufgenommen werden könnte. Die seitlichen Kräfte müssen daher im Inneren der Spirale irgendwie abgefangen werden; hiezu dienen die schon mehrfach erwähnten Stützschaufeln. Die am stärksten belastete ist die zunächst dem Einlauf gelegene. Denken wir uns rechts und links derselben die Mittellinie zwischen ihr und der nächstfolgenden gezogen, so entsteht, wie in Abb. 271 gestrichelt angedeutet, eine vom Wasserdruck belastete trapezförmige Fläche, die außen von der Spirale, innen bei geschlossenen Leitschaufeln durch den Kreis der Schlußpunkte oder genügend genau durch denjenigen der Drehpunkte gegeben ist. Bei geschlossenen Leitschaufeln ist der Druck auf die Fläche überall gleich groß, die Resultierende geht durch den Schwerpunkt S der Fläche. Sie kann nun in zwei Komponenten zerlegt werden, von denen die eine im Schwerpunkt des zur Fläche gehörenden Bogens der Außenhaut der Spirale angreift, die andere zunächst im Schwerpunkt der Stützschaufel angenommen werden kann. Die Kraft P auf die Stützschaufel ist darnach bekannt, der Querschnitt der letzteren kann auf Zug berechnet werden.

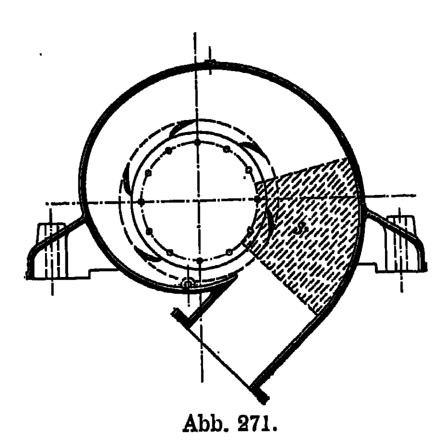


Abb. 271.

Allerdings ist gleich darauf aufmerksam zu machen, daß die lichte Breite der Spirale gerade in der Zone der Stützschaufeln gewöhnlich stark veränderlich ist und sich nach außen vergrößert (s. Abb. 272). Die Deformation der Spirale wird jedoch keinesfalls so sein, daß die Aufweitung proportional jeder Faserlänge der Stützschaufel ist. Die Zugbeanspruchungen werden also nicht gleichmäßig auf den Querschnitt verteilt, sondern etwa umgekehrt proportional der lichten Breite ausfallen. Man darf daher, unter Annahme gleich großer Beanspruchung, nur mit einer reduzierten Stützschaufelfläche rechnen, die so erhalten wird, daß man beispielsweise die

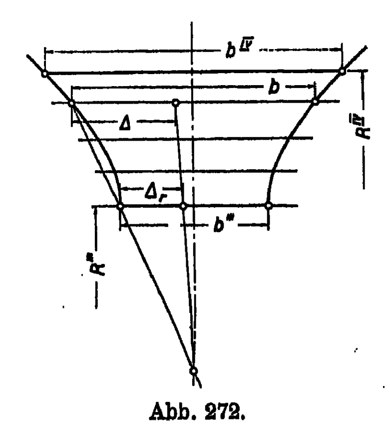


Abb. 272.

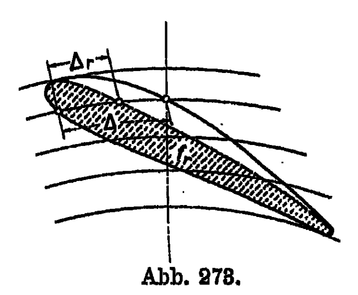


Abb. 273.

Stärke der Stützschaufel, auf einem Parallelkreis gemessen, im Verhältnis von $b''' : b$ reduziert (s. Abb. 272 und 273) und mit der so erhaltenen Fläche f_r

und der früher bestimmten Kraft auf sie die größte Zugbeanspruchung

$$\sigma_z = \frac{P}{f_r} \tag{130}$$

ausrechnet. Eine etwas vereinfachte, aber immer noch genügend genaue Reduktion zeigt Abb. 274.

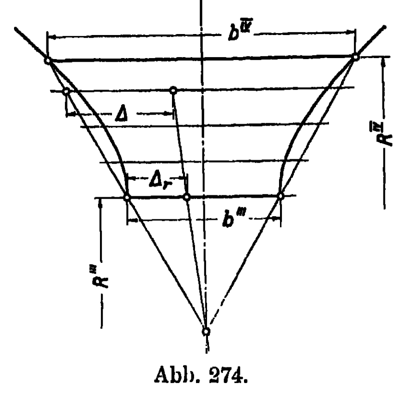


Abb. 274.

Ferner tritt erschwerend hinzu, daß in den Stützschaufeln, wenn mit der Spirale aus einem Stück gegossen, oft ziemlich starke Gußspannungen auftreten.

Die zahlenmäßige Durchrechnung ergibt schon bei mäßigen Abmessungen der Spirale und mittlerem Gefälle große Kräfte auf die Stützschaufeln; bei hohen Gefällen werden die Beanspruchungen so groß, daß Guß als Material nicht mehr in Frage kommen kann. Da die Herstellung der ganzen Spirale aus Stahlguß eine sehr erhebliche Verteuerung bedeutet, so wird man zunächst versuchen, die Axialkräfte auf andere Weise als durch mit der Spirale zusammengegossene Schaufeln aufzunehmen.

Abb. 275.

Zum Beispiel kann man für diesen Zweck kräftige Stahlbolzen verwenden, die die Spiralseiten zusammenhalten. Die daneben noch vorhandenen Stützschaufeln aus Guß haben dann nur die Aufgabe, Führungs- und Distanzstücke zu sein (s. Abb. 275), oder es wird ein Stützschaufelring aus Stahlguß hergestellt und gesondert mit der Spirale aus Guß verschraubt (s. Taf. 23, Abb. 1). Ferner ist schon versucht worden, die Stützschaufeln aus Stahl auszubilden, sie an den Enden mit Kerben oder sonst einer gegen Herausziehen widerstandsfähigen Form zu versehen und in die Spirale einzugießen (Abb. 276).

Bei Ausführung der Spirale aus Blech, sei es von rechteckigem (s. Taf. 27, Abb. 1—3), sei es von rundem Querschnitt, wird das Blech mit einem Stützschaufelring aus Gußeisen oder Stahlguß vernietet (s. Abb. 277, ferner Taf. 19 u. 20).

In der Regel wird die Stützschaufel im Querschnitt

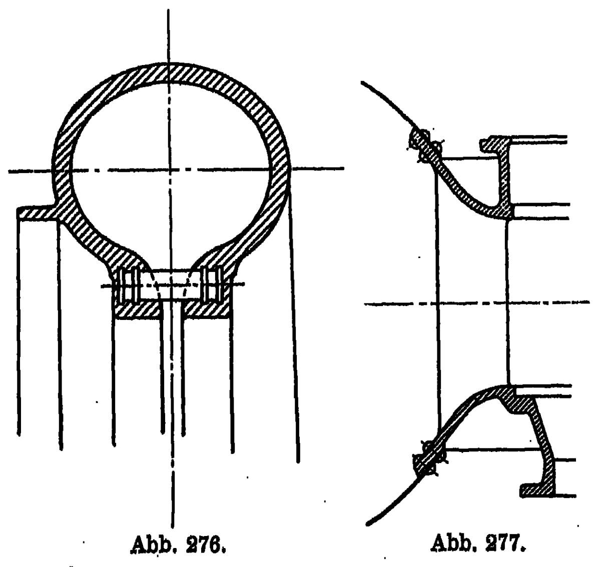


Abb. 276. Abb. 277.

so geformt, daß durch sie der Drall nicht geändert wird[1]. Dieser ist auf dem Außenkreis schon angenommen oder durch die Eintrittsgeschwindigkeit in die Spirale bestimmt. Die Tangentialgeschwindigkeiten am Eintritts- und am Austrittskreis des Stützschaufelringes stellen sich unter der gemachten Voraussetzung auf

$$c_u^{IV} = c_u^{1} \frac{R^1}{R^{IV}},$$

$$c_u''' = c_u^{IV} \frac{R^{IV}}{R'''}.$$

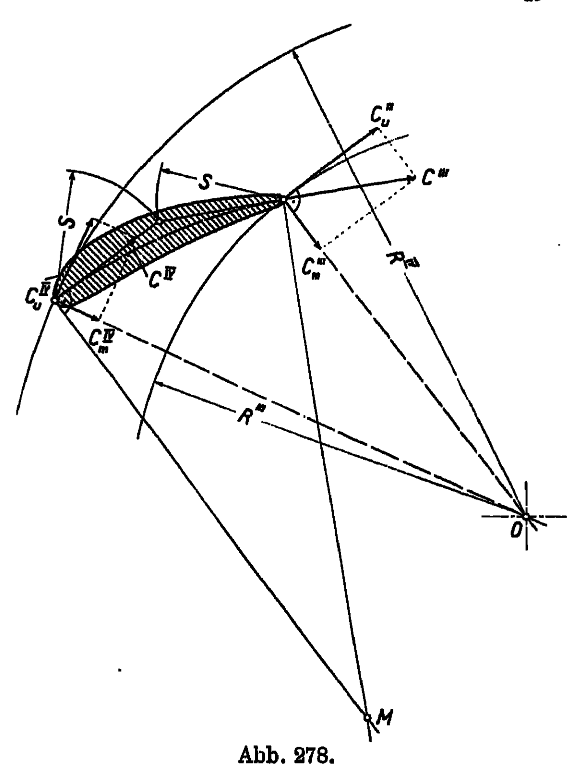


Abb. 278.

Die Meridiangeschwindigkeit an den beiden Stellen ist durch Wassermenge und Fläche gegeben nach den Gleichungen

$$c_m^{IV} = \frac{Q}{2\,\pi\, R^{IV}\, b^{IV} \sqrt{2\,g\,H}},$$

$$c_m''' = \frac{Q}{2\,\pi\, R'''\, b''' \sqrt{2\,g\,H}}.$$

Damit ist auch die Tangente des Neigungswinkels und dieser selbst am Ein- und am Austritt des Stützschaufelringes gegeben:

$$tg\,\alpha^{IV} = \frac{c_m^{IV}}{c_u^{IV}},$$

$$tg\,\alpha''' = \frac{c_m'''}{c_u'''}.$$

Es genügt nun, die beiden Richtungen so aufzutragen, daß vom Schnittpunkt der beiden Richtungsgeraden bis zum Außen-, bzw. bis zum Innenkreis ungefähr gleich lange Abschnitte entstehen; der durch die beiden Richtungen und ihre Ausgangspunkte bestimmte Bogen kann dann als Mittellinie der Stützschaufel angenommen und diese ungefähr symmetrisch dazu ausgebildet werden (s. Abb. 278).

Länge und Stärke sind so anzunehmen, daß die größte Zugbeanspruchung noch in zulässigen Grenzen bleibt. Als solche kann eingesetzt werden:

	Gußeisen	Stahlguß	Stahl
$\sigma_z =$	150—200	500	900.

[1] Bei schnellaufenden Turbinen werden die Stützschaufeln oft so geformt, daß schon durch sie eine Verkleinerung des Dralls herbeigeführt wird.

Die Turbinenwelle, ihre Lager und Stopfbüchsen.

§ 65. Die Turbinenwelle.

Konstruktion und Herstellung der Turbinenwelle bieten in der Regel keine besonderen Schwierigkeiten. Bei den voll beaufschlagten, also vor allem bei den Überdruck-Turbinen (Francis-, Propeller- und Kaplan-Turbinen), werden vom Wasser rechnungsmäßig reine Drehmomente auf das Laufrad und damit auch auf die Welle übertragen. Ist die Welle vertikal, so sind deren Halslager höchstens von Seite des Abtriebes aus belastet (Zahnräder). Bei horizontaler Welle wirken als weitere Kräfte senkrecht zur Achse nur das Gewicht des Laufrades und das Eigengewicht der Welle. Früher wurde vielfach auch noch das Gewicht des im Laufrad befindlichen Wassers zugezählt, jedoch zu Unrecht, sofern wenigstens die Radhöhe, wie dies heute stets der Fall ist, im Begriff des Gefälles eingeschlossen ist. Allerdings können nicht berechenbare zusätzliche Kräfte sich einstellen, z. B. wenn die Spaltweite an der einen Stelle größer ist als an der anderen, oder wenn sie am gleichen Ort während einer Umdrehung wechselt. Diese Kräfte sind in der Regel nicht groß, doch können sie unruhigen Gang verursachen.

Als Wellenmaterial kommt fast ausschließlich Siemens-Martin-Stahl zur Verwendung. Hohle Wellen aus Guß, die sich auf eine innere Tragstange abstützen, werden heute nicht mehr gebaut.

Die Berechnung der Welle gestaltet sich in der Regel einfach. Das Drehmoment bei normaler Geschwindigkeit ist in bekannter Weise aus Leistung und Drehzahl zu erhalten; allerdings ist der Höchstwert bei blockiertem Laufrad und voll geöffnetem Leitrad erheblich höher. Unter Benützung einer Beziehung ähnlich der früher unter 79b schon angeführten erhalten wir in guter Annäherung den gewünschten Wert:

(131) $$M_{d_{(n=0)}} = M_{d_{(n)}} \cdot \left[\frac{100}{n_s + 100} + 1{,}55\right].$$

Um den zusätzlichen, Biegungsbeanspruchungen hervorrufenden Kräften noch Rechnung zu tragen und die Welle so stark zu erhalten, daß sie auch das Festbremsen der Turbine aushält, kann man die Mindeststärke in der Regel zu

(132a) $$d = 12 \sqrt[3]{\frac{N}{n}}$$

bemessen. Diesem Ansatz entspricht bekanntlich eine Verdrehungsbeanspruchung von rund 210 kg/cm², ein für das angeführte gute Material verhältnismäßig kleiner Wert; doch ist zu beachten, daß die Höchstbeanspruchung immerhin mehr als doppelt so groß sein kann und daß außer der normalen Beanspruchung auch die Formänderung durch Biegung und Drehung in Frage kommt. Die letztere darf noch als zulässig angesehen werden, wenn der Durchmesser größer gewählt ist, als nach der Gleichung

(132b) $$d = 12 \sqrt[4]{\frac{N}{n}},$$

der eine Verdrehung von $1/4^{\circ}$ auf 1 m Länge entspricht. Man hat also die erste oder die zweite der angegebenen Gleichungen zu verwenden, je nach-

dem $N \gtrless n$ ist. Stärker beanspruchte oder durch Einschnitte, Nuten u. dgl. geschwächte Teile verlangen naturgemäß eine entsprechende Erhöhung des Durchmessers.

Sofern die Welle an ihrem Ende nicht einen mit ihr aus einem Stück bestehenden Kuppelflansch trägt, kann sie zumeist aus einem Stück Rundstahl durch Abdrehen und Eindrehen der Lagerstellen usw. hergestellt werden. Ihr Preis wird niedriger, als wenn sie vorgeschmiedet werden muß, besonders wenn sich der Konstrukteur bemüht, sie so auszugestalten, daß möglichst wenig Material unnütz in Spähne zu drehen ist (möglichst wenig verschiedene Durchmesser, Herstellung des Zapfens für das Endbundlager durch Eindrehen der Lagerstelle so, daß die Bunde nicht größeren Durchmesser als die Stopfbüchsen- oder Nabenpartie erhalten!). Abb. 279 zeigt als Beispiel eine nach diesen Gesichtspunkten geformte Welle.

Bei hohen Drehzahlen und schweren Rädern, besonders wenn diese fliegend angeordnet sind, ist nachzuprüfen, ob man sich weit genug von der

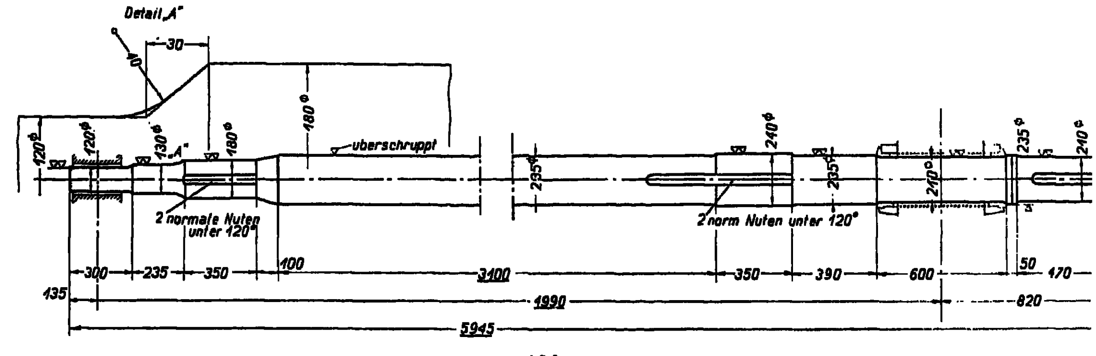


Abb. 279.

kritischen Drehzahl weg befindet. Das erste Lager ist mit Rücksicht hierauf möglichst nahe an das Rad heranzubringen.

Bei Freistrahlturbinen mit nicht achsensymmetrisch angeordneten Strahlen wirkt außer dem Drehmoment noch eine exzentrische Kraft auf die Welle, die, wie in den betreffenden Paragraphen ausgeführt, leicht zu bestimmen ist, ebenso wie die ihr entsprechenden Biegungsmomente.

Die Großzahl der heute gebauten Turbinen dient zum Antrieb elektrischer Generatoren. Die beiden Wellen werden, abgesehen von ganz kleinen Einheiten, starr miteinander verbunden, bei kleineren Leistungen und Drehzahlen durch Schalenkupplungen, bei mittleren durch Scheibenkupplungen und bei höheren Leistungen fast ausschließlich durch Kuppelflanschen, die je mit einer Welle aus einem Stück bestehen. Die Turbinenwelle muß in diesem Fall geschmiedet werden; der Konstrukteur hat dann hinsichtlich der Abstufungen der Durchmesser etwas größere Freiheit, als bei der aus einem glatten Rundstück hergestellten Welle. Geschieht die Kupplung durch angeschmiedete Flanschen, so begnügt man sich häufig mit einer einzigen Lagerstelle an dem der Kupplung abgewandten Ende, läßt die am Kuppelflansch noch wirkenden Querkräfte durch die Kupplung auf die Generatorwelle übertragen und vom ersten Generatorlager aufnehmen. Zwei Lager zu beiden

Seiten der Kupplung wären überflüssig, würden nur die Schwierigkeiten der Montage erhöhen und die Art der Übertragung der Kräfte unsicher machen. Die ganze Gruppe Turbine-Generator erhält so nur drei Halslager, was zu sehr kleinen Reibungsarbeiten führt und daher vergleichsweise hohen mechanischen Wirkungsgrad ergibt.

Achsensymmetrisch beaufschlagte Räder (Überdruckturbinen und Peltonturbinen mit diametral angeordneten Einläufen) können, wenn sich das erste Generatorlager nahe genug an sie heranbringen läßt, auch fliegend auf der Generatorwelle oder an einem an sie angeflanschten kurzen Wellenstummel befestigt werden. Die Anzahl der Lager für Turbine und Generator vermindert sich damit auf zwei. Schwierigkeiten können bei dieser Anordnung durch den Axialschub des Rades erwachsen, wenn dieser nicht gut ausgeglichen ist.

Wie in § 47 und 48 erläutert, ist bei den Überdruckturbinen stets mit einem mehr oder weniger großen Axialschub der Welle zu rechnen. Selbst wenn zwei Räder in Zwillingsanordnung auf einer Welle sitzen, also gegeneinander ausgießen, oder wenn durch entsprechende Konstruktion der Spalte der Axialschub sich rechnerisch aufhebt, ist doch stets mit einer verbleibenden Kraft in axialer Richtung zu rechnen. Hält sich diese in engen Grenzen, so wird man zunächst versuchen, sie durch einfache Wellenbunde auf eines der Halslager zu übertragen. Am besten geschieht dies an dem Wellenende, das kein Drehmoment zu übertragen hat, weil man dort die Welle tief eindrehen und so verhältnismäßig hohe Bunde erhalten kann. Der Übergang der letzteren zum Wellenhals ist mit einer sanften Rundung zu bewerkstelligen, die jedoch normalerweise nicht als Tragfläche gelten kann, so daß die letztere kleiner ausfällt als dies in der Regel angenommen wird. Günstiger als diese normale Ausführung nach Abb. 280 wirkt die Formgebung nach Abb. 281, die jedoch nur an Stellen Anwendung finden darf, wo das Biegungsmoment klein und das Drehmoment gleich null ist.

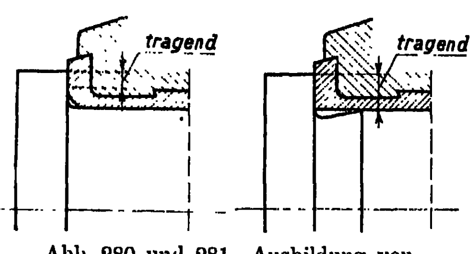


Abb. 280 und 281. Ausbildung von Wellenbunden.

Die Ausbildung genügend hoher Bunde an dem das Drehmoment übertragenden Teil der Welle wird oft ziemlich schwierig. Die Firma Costruzioni Meccaniche Riva bildet in diesem Fall die Lager so aus, wie es die Abb. 1, 6 und 7, Taf. 32 zeigen. Die Welle wird dabei nur ganz wenig eingedreht, die Bunde können fast beliebig hoch werden, sie sind zudem demontierbar, so daß Stopfbüchse und Brille ihretwegen nicht zweiteilig gemacht werden müssen.

§ 66. Die Traglager.

a) Die Lager der horizontalen Welle.

Wie schon früher angedeutet, sind diese, wenn auf der Welle keine schweren Schwungräder oder Riemenscheiben sitzen, nicht stark belastet. Es können also die im Maschinenbau allgemein üblichen Formen für Ring-

schmierlager (beweglicher oder fester Schmierring) Verwendung finden; nur bei großen Einheiten muß das Schmieröl den Lagerstellen durch besondere Pumpen zugeführt werden.

Künstliche Kühlung kann beim reinen Traglager, wenn die Zapfengeschwindigkeit nicht zu groß ist, entbehrt werden. Bei größerer Belastung und höherer Zapfengeschwindigkeit ist entweder durch Kühlschlangen im Ölraum oder durch Einleiten von Wasser in eine Bohrung des Zapfens (s. Taf. 25, Abb. 1—4) für ausreichende Wärmeabfuhr zu sorgen.

Nur in einer Richtung unterscheiden sich die meisten heute gebauten Turbinen-Traglager von den sonst im Maschinenbau gebräuchlichen, in der Ausbildung der Befestigung. Nehmen wir einmal an, es sei bei einer Francisturbine ein geschlossenes, d. h. zwischen zwei Wellenbunden eingesetztes Stehlager auf einer ebenen Grundplatte aufgeschraubt. Soll das Lager demontiert werden, so ist wohl der Deckel abhebbar, doch kann die Welle weder in Richtung der Achse noch senkrecht dazu verschoben werden, weil das Laufrad in den Spalten, sei es am Saugrohr oder am Deckel, sei es am äußeren Umfang anstoßen würde. Die Demontierung des Lagers gelänge höchstens, wenn sich vorher die untere Lagerschale entfernen, d. h. um die Welle herausdrehen ließe. Dies ist zwar nicht absolut unmöglich, doch bei gut passender Schale oft schwierig, auch werden Schale oder Welle dabei leicht beschädigt. Daher wird bei Turbinen das sogenannte Drehlager (Abb. 282) bevorzugt, das auf der bearbeiteten zylindrischen Fläche einer Konsole aufruht; diese ist entweder am Deckel oder am Saugrohr der Turbine angegossen oder angeschraubt. Der Lagerkörper trägt einen ebenen Flansch, der mit drei bis vier Kopf- oder Kopfmutterschrauben (nicht Stiftschrauben!) an der Konsole befestigt ist. Nach Entfernung des Deckels und der vorgenannten Befestigungsschrauben kann je nach Ausführungsart das Lagerunterteil um die etwas angehobene Welle gedreht und leicht abgehoben werden. Vielfach besteht die Konsole auch mit dem Lagerkörper aus einem Stück; sie wird dann am Turbinendeckel oder an das Saugrohr angeschraubt, s. Taf. 17, Abb. 4.

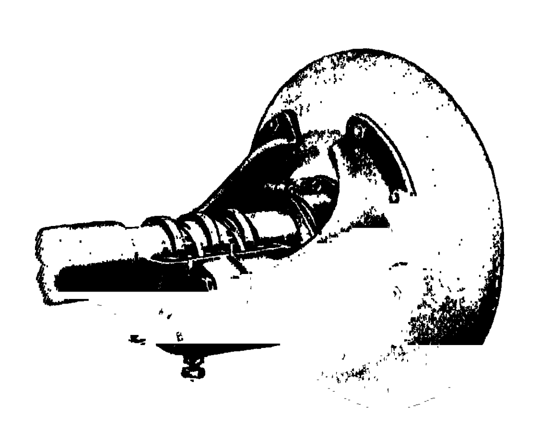


Abb. 282. Drehkammlager, Deckel abgehoben.

Ein weiterer Unterschied im Bau des Lagers gegenüber der üblichen Konstruktion wird notwendig, wenn das Lager vollständig von Wasser umgeben ist. Dies trifft besonders bei Endlagern von Turbinen mit horizontaler Welle im offenen Schacht zu. Solange die Zapfengeschwindigkeit nicht zu groß ist, erfolgt die Schmierung zumeist durch konsistentes Fett, das durch ein ausreichend weites Schmierrohr (mindestens $^5/_8$ bis $^3/_4''$) zugeführt wird. An Stelle des Fettes kann auch Öl verwendet werden, das durch einen Tropföler zugemessen wird, Abb. 283 und 284). In diesem

Fall ist es, um die völlige Entleerung des Ölrohres nach dem Abstellen der Turbine zu verhindern, empfehlenswert, dem Zuführungsrohr noch eine Kröpfung nach Abb. 283 zu geben (Ausführung Honold). Besser als die angeführten Arten der Schmierung wirkt natürlich die normale Ringschmierung, deren Anwendung hier jedoch auf einige Schwierigkeiten stößt, weil das Lager vom Wasser vollständig umgeben ist und überdies in dem benachbarten Deckelraum sich Wasser oder Luft unter einem Druck befindet, der größer oder kleiner ist als der Atmosphärendruck. Damit kein Wasser in das Lager eintreten und kein Öl in den Deckelraum abgesaugt werden kann, wird zwischen beiden noch eine Kammer mit Spritzring nach Abb. 9, Taf. 31 angeordnet. Eine in diese Kammer

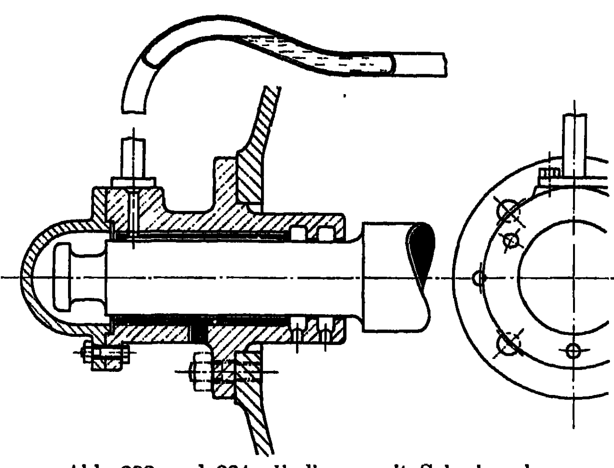
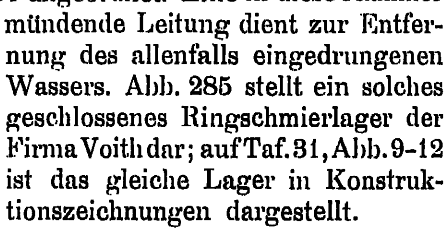


Abb. 283 und 284. Endlager mit Schmierrohr.



mündende Leitung dient zur Entfernung des allenfalls eingedrungenen Wassers. Abb. 285 stellt ein solches geschlossenes Ringschmierlager der Firma Voith dar; auf Taf. 31, Abb. 9-12 ist das gleiche Lager in Konstruktionszeichnungen dargestellt.

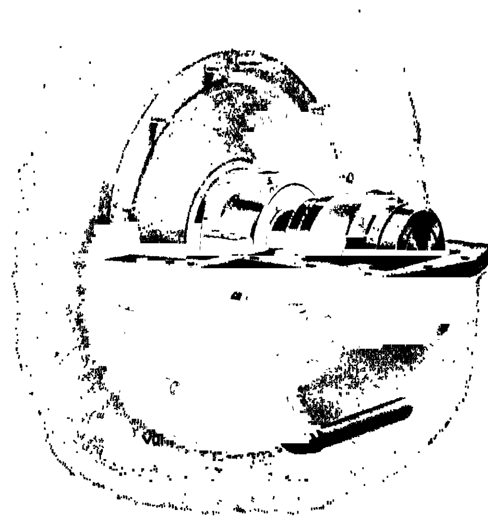


Abb. 285. Geschlossenes Ölschmierlager, Deckel abgehoben.

b) Die Halslager der vertikalen Welle.

Auf die Halslager der vertikalen Welle wirken außer den durch den Abtrieb (Zahnräder) bedingten Kräften nur noch zufällige Kräfte (z. B. von ungleicher Spaltweite herrührend) und solche, die mit Schwingungen zusammenhängen. Die Aufnahme dieser Kräfte bietet für das Lager kaum Schwierigkeiten. Solche sind eigentlich nur auf dem Gebiet der Schmierung zu finden. Es entsteht auch hier wieder die Frage, wie das Schmiermaterial zuzuführen ist und wie verhindert werden soll, daß im Falle von Öl- oder Fettschmierung Wasser in das Lager eindringt. Die einfachste Lösung bietet wohl das Pockholzlager, das Wasserschmierung verlangt und daher [illegible] Wasser

gesetzt werden kann. Es wurde früher etwa nach den Abb. 286 und 287 gebaut und häufig angewendet. Ist das Wasser stark sandhaltig, so wird allerdings die Welle leicht angegriffen, auch leiert sich das Lager dann rascher aus als die durch Öl geschmierte Metallschale. Aus diesen Gründen war es in Europa fast vollständig verschwunden, doch scheint man mit einer etwas veränderten Konstruktion so gute Erfahrungen gemacht zu haben, daß es in neuerer Zeit wieder häufiger Anwendung findet.

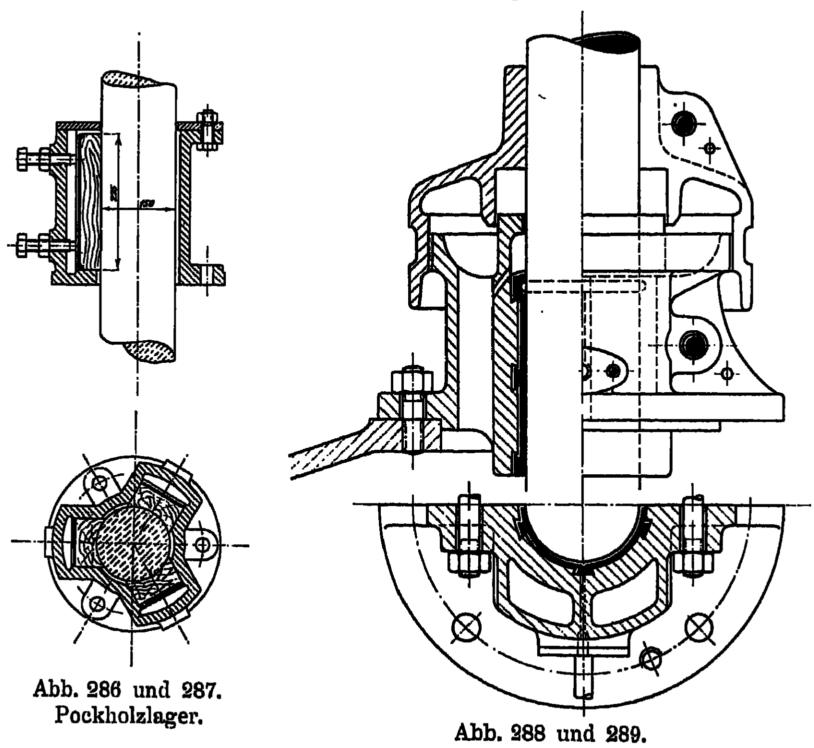


Abb. 286 und 287. Pockholzlager.

Abb. 288 und 289.

Die Anordnung eines geschmierten, im Wasser stehenden Lagers zeigen Abb. 288 und 289 nach Angaben von Honold. Die über dem Lager angebrachte, sich mit der Welle drehende Glocke hat den Zweck, gröbere Unreinigkeiten und Sand von der Lagerstelle fern zu halten. Einen weiteren Schritt in der Vervollkommnung bedeutet die Anordnung auf Taf. 7, Abb. 2 und Taf. 8, Abb. 4, bei der das Lager mit der Welle durch ein Schutzrohr vom Wasser getrennt ist. Eine besondere Schmierleitung führt in der Anlaufperiode das Öl zu; später genügt in der Regel das längs der Welle herunterlaufende Tropföl der oberen Lager für die Dauerschmierung. Allerdings darf kein Druckunterschied zwischen dem oberen und dem unteren Ende der Lagerschale herrschen, weil sonst das Öl durch das Lager durchgesaugt würde (daher große Verbindungslöcher vorsehen!).

Bei vertikalachsigen Turbinen mit Außenregulierung entfällt zwar die Schwierigkeit des Wasserandranges zum Lager, dagegen erwächst die Frage der dauernden und ausreichenden Schmierung zu größerer Bedeutung. Gewöhnlich handelt es sich dabei um Einheiten großer Leistung und vergleichsweise hoher Drehzahl. Das Lager wird hier z. B. auf einen mit dem Turbinen-

deckel in Verbindung stehenden Bock nach Taf. 18, Abb. 1 und Taf. 31, Abb. 1—7 aufgesetzt.

Um die Möglichkeit einer wenn auch nur beschränkten Nachstellung zu haben, werden die Lagerschalen und ihre Paßflächen oft leicht konisch gedreht, s. Taf. 20. Die Schalen werden mit Weißmetall ausgefüttert.

Ein unterhalb des Lagers befestigtes Ölgefäß fängt das abtropfende Schmiermaterial auf, das dann durch eine kleine, durch die Welle angetriebene Zahnradpumpe wieder in die obere Ölvase gefördert wird. Die Pumpe ist entweder in der letzteren angeordnet, saugt also aus dem Ölgefäß, s. Taf. 20, oder besser, sie sitzt im Ölgefäß selbst und drückt dann das Öl in den oberen Behälter. Um sich jederzeit vergewissern zu können, ob der letztere genügend Schmiermaterial enthält, werden Schwimmer mit Zeiger und oft mit Alarmvorrichtungen eingesetzt, s. Taf. 18, Abb. 2.

Eine weitere Lösung bietet die Möglichkeit, das Öl durch schraubenförmige Nuten in der Welle oder in der Schale zum Aufwärts- oder Abwärtsströmen zu zwingen und dadurch seine Zirkulation zu erreichen. Abb. 8[1], Taf. 31 zeigt diesen Grundsatz (meines Wissens von Lawaczeck zuerst in die Praxis eingeführt), angewendet auf ein oberes Endlager.

§ 67. Die Spurlager.

In der Regel werden alle auf die Welle übertragenen axial gerichteten Kräfte, herrührend vom Wasserdruck, vom Gewicht des Laufrades, der Turbinenwelle und den Gewichten weiterer mit ihr starr verbundenen Teile (Generator, Zahnräder samt Welle usw.) an einer Stelle durch ein Spurlager abgefangen. Die Summe dieser Kräfte, die Spurbelastung, sei P. Bei vergleichsweise kleinen Werten genügt ein Ringspurlager nach Abb. 290 oder 291 und 292.

Konstruktionsgrundsätze.

Die Reibungsfläche soll ständig im Ölbad laufen, daher Einbau in einen Topf; dieser nach innen abgeschlossen durch eine gegen den Boden abgedichtete Hülse, damit das Öl nicht der Welle entlang wegläuft;

in der Regel Einstellbarkeit der einen Spurlinse, bzw. von deren Unterlage auf einer Kugelfläche, um gleiche Verteilung der Flächenpressung zu erzielen;

Abstützung des oberen Tragkopfes gegenüber der Welle durch festen Bund (s. Abb. 297) oder nachstellbare Mutter;

Sicherung der zuletzt genannten Teile gegen Verdrehung;

ein Halslager möglichst nahe dem Spurlager.

a) Das einfache Ringspurlager.

Bildet der Ringzapfen den obern Abschluß der Welle, so ist es leicht, die Spurringe zu demontieren, befinden sich aber über ihm noch weitere Konstruktionsteile, so ist es ohne Demontierung der letzteren nur dann möglich, die Spurplatten herauszunehmen, wenn diese zweiteilig sind. Sie dürfen

[1] Aus M. ten Bosch, Vorlesungen über Maschinenelemente. Berlin 1929, Jul. Springer.

auch ohne Nachteil geteilt werden, wenn dafür gesorgt wird, daß sie durch einteilige Ringe genau zentriert und fest zusammengehalten werden; die Schmiernuten sind dann in die Teilfugen zu verlegen.

Um eine Zirkulation des Öles zu erreichen, führt man dieses durch Bohrungen im ruhenden Spurring von außen nach innen und läßt es durch die Schmiernuten im bewegten Spurring nach außen schleudern.

Die Abmessungen der Spurringe sind mit Rücksicht auf die mittlere Flächenpressung p und die Wärmeableitungszahl w zu bemessen. Für Spurringe aus dichtem Feinguß können die Beiwerte wie folgt angenommen werden:

$$p = 30 \text{ bis } 60 \text{ kg/cm}^2$$

$$w = 40\,000 \text{ bis } 60\,000,$$

wenn das Öl nicht gekühlt wird,

$$w = 60\,000 \text{ bis } 100\,000$$

bei Kühlung des Öles.

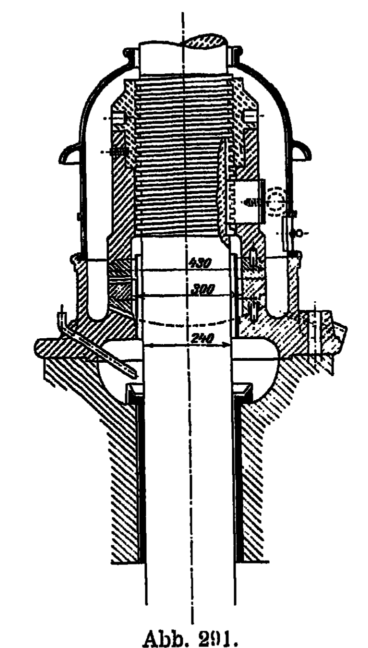


Abb. 291.

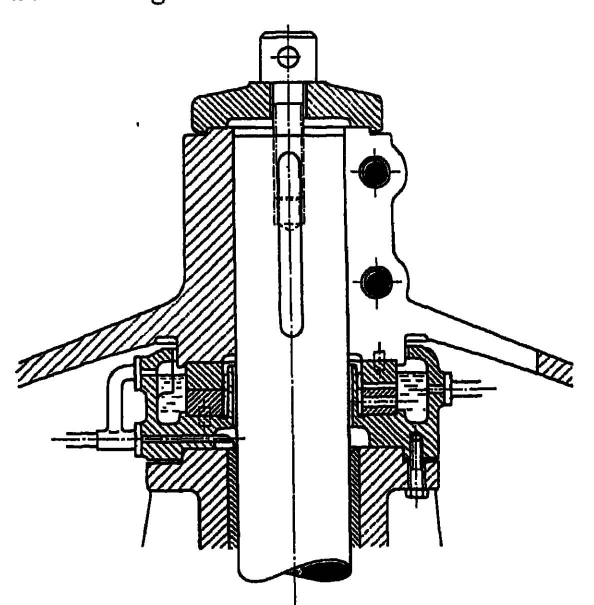


Abb. 290. Spurlager in Verbindung mit der Nabe eines Kegelrades mit Obergriff (nach Honold).

Abb. 292. Ringspurzapfen älterer Ausführung. (Escher Wyss & Cie)

Ist d_a der äußere, d_i der innere Durchmesser eines Spurringes, so ist

$$\frac{\pi}{4}(d_a{}^2 - d_i{}^2)\,\varphi = \frac{P}{p} \tag{133}$$

(φ = Abminderungszahl der Fläche infolge der Schmiernuten)

$$d_a - d_i = \frac{Pn}{w}. \tag{134}$$

Der innere Durchmesser ist durch die Konstruktion zumeist gegeben; der äußere wird dann mit dem größeren der sich aus den Gleichungen 133 und 134 ergebenden Werte ausgeführt.

b) Das Preßöllager.

Ist die Belastung der Welle sehr groß, die Umdrehungszahl hoch und sitzt der Zapfen nicht am Wellenende, so ergeben die oben genannten Rechnungen für den äußeren Durchmesser oft große Werte. Man zog es daher in diesen Fällen vor, die Ringe bis auf verhältnismäßig schmale Ränder auszunehmen (s. Taf. 33, Abb. 4) und in den so entstehenden Ringraum durch die feste Platte hindurch Öl unter einem Druck von 18 bis 35 Atmosphären einzuführen. Die der Selbsteinstellung dienende Kugelfläche wird mit Rücksicht auf die Ölzufuhr am besten an dem den oberen Spurring tragenden Stück angenommen. Ferner empfiehlt es sich, den Druck vor dem Zapfen um etwa 1—2 Atm. abzudrosseln; die Einstellung des Spaltes zwischen den zwei Spurlinsen gewinnt durch diese Maßnahme an Stabilität.

c) Das Segmentspurlager.

Infolge der Steigerung der Einheitsleistung und damit auch der Gewichte der heute angewandten Turbinen und Generatoren genügt der einfache Ringspurzapfen nach Abb. 290 bis 292 nur noch selten; der Preßölzapfen ist infolge der dazu unentbehrlichen Ölpumpe und der von ihr absorbierten Leistung im Betrieb teuer und gegen Betriebsstörungen an der Pumpe empfindlich.

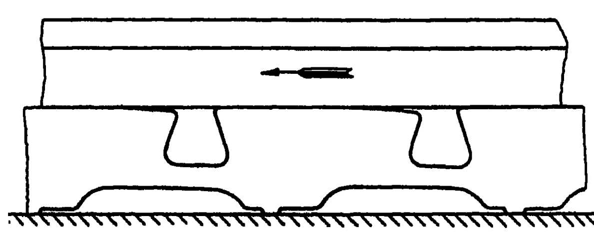


Abb. 293. Teilweise Abwicklung eines unteren und eines oberen Spurringes.

Man ist daher dazu übergegangen, die Lager so zu bauen, daß durch die Haftkraft des Öles an den Spurflächen ein Ölkeil zwischen diese hineingezogen und selbsttätig unter Druck gesetzt wird. Die grundsätzlichen Untersuchungen hierüber hat Osborne Reynolds schon im Jahre 1886 veröffentlicht; doch wurde davon erst in den letzten zehn Jahren allgemein Gebrauch gemacht. Die konstruktive Verwertung besteht bekanntlich darin, daß die Schmierfläche des einen Spurringes durch Unter-

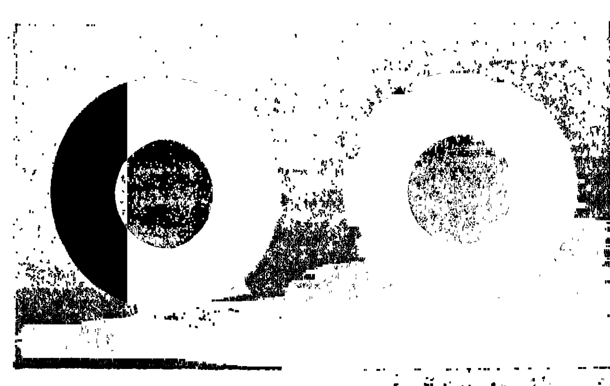


Abb. 294. Spurring mit Segmenten.

brechungen (s. Abb. 293 und 294) in Segmente aufgeteilt wird. Diese sind entweder durch entsprechendes Abschaben so bearbeitet oder derart abgestützt, daß die Spaltfläche an der Eintrittsstelle des Öles größer wird, als an der Austrittsstelle. Die Abmessungen der Spurflächen sollten so gewählt werden, daß die Spaltweite h_0 an der Austrittsstelle des Öles etwa 0,01 bis 0,04 mm wird; an der Eintrittsstelle sollte sie etwa das Doppelte hievon betragen. Hinsichtlich der genaueren Berechnung und der Zusammenhänge zwischen Ölbeschaffenheit, Abmessungen der Segmente, Neigung der letzteren usw. sei auf die einschlägigen Werke über Maschinenelemente, bzw. über Schmierung verwiesen[1]).

Der Vollständigkeit halber seien aus dem Werk von M. ten Bosch folgende Angaben und Ergebnisse angeführt: Abb. 295 zeigt, in den Spaltweiten stark überhöht, die gegenseitige Lage eines oberen Segmentes zur unteren Spurringebene. Unter Benützung der dort angegebenen Bezeichnungen erhält ten Bosch folgende Beziehungen:

$$\frac{h_0}{a} = \sqrt{6\,\psi\,\frac{\eta\,U}{p\cdot a}} \tag{135}$$

$$p = 6\,\psi\,\eta\,U\,\frac{a}{h_0^2} \tag{136}$$

$$\mu = k\sqrt{\frac{\eta\,U}{p\cdot a}}. \tag{137}$$

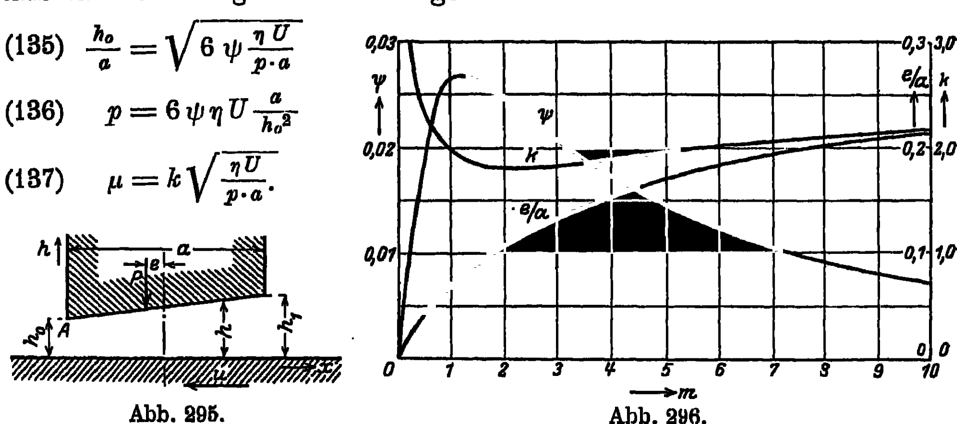


Abb. 295. Abb. 296.

Hierin bedeuten ψ eine Funktion von $m = \frac{h_1 - h_0}{h_0}$, deren Werte in Abb. 296 angegeben sind, η die Zähigkeitszahl (in kg·s/m²), U die Umfangsgeschwindigkeit des Spurringes, also die Relativgeschwindigkeit der beiden Spurflächen, p die mittlere Flächenpressung, k einen die Reibungszahl μ mitbestimmenden Beiwert von der Größenordnung 2.

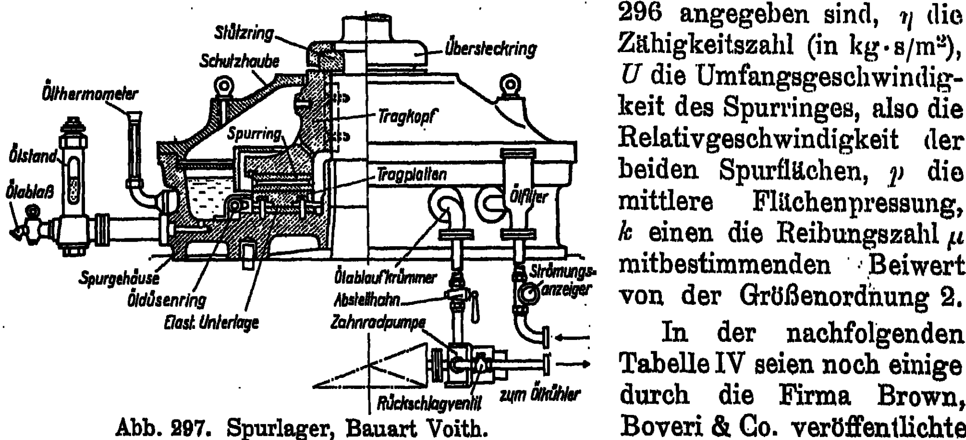


Abb. 297. Spurlager, Bauart Voith.

In der nachfolgenden Tabelle IV seien noch einige durch die Firma Brown, Boveri & Co. veröffentlichte

[1]) C. Bach: Die Maschinenelemente. Leipzig. M. ten Bosch: Vorlesungen über Maschinenelemente. Berlin 1929. F. Rötscher: Die Maschinenelemente, II. Bd. Berlin 1929.

Versuchswerte (abgerundet) angegeben, die ebenfalls dem Werk von ten Bosch entnommen sind.

Tabelle IV.

	Flächenpressung	10,85	41,6	61,85	81,8
$U =$ 6,55 m/s	Temperatur, Mittelwert	46,5	51,6	52,7	55,5
	Reibungszahl	0,0042	0,0025	0,0023	0,0020
	Flächenpressung	3,5	25,1	56,6	90,8
$U =$ 13,16 m/s	Temperatur, Mittelwert	47,7	56,9	63,4	69,8
	Reibungszahl	0,0090	0,0036	0,0025	0,0021
	Flächenpressung	5,7	25,8	62,9	88,7
$U =$ 19,4 m/s	Temperatur, Mittelwert	48,1	61,8	76,4	83,1
	Reibungszahl	0,0085	0,0031	0,0024	0,0020
	Flächenpressung	4,25	27,95	63,05	83,0
$U =$ 26,75 m/s	Temperatur, Mittelwert	48,7	68,8	83,4	91,2
	Reibungszahl	0,0111	0,0039	0,0025	0,0022

Sind die Segmente voneinander vollständig getrennt, so sind sie natürlich gegen Mitnahme einzeln zu sichern, was gewöhnlich durch Stifte in der Unterlage nach Abb. 297 oder durch Querstifte geschieht. In dieser Hinsicht etwas einfacher ist die Konstruktion Abb. 298, nach der die Segmente durch schmale Rippen unter sich zusammenhängen und so einen halbstarren Ring bilden, der sich in seinen schwächeren Elementen immerhin

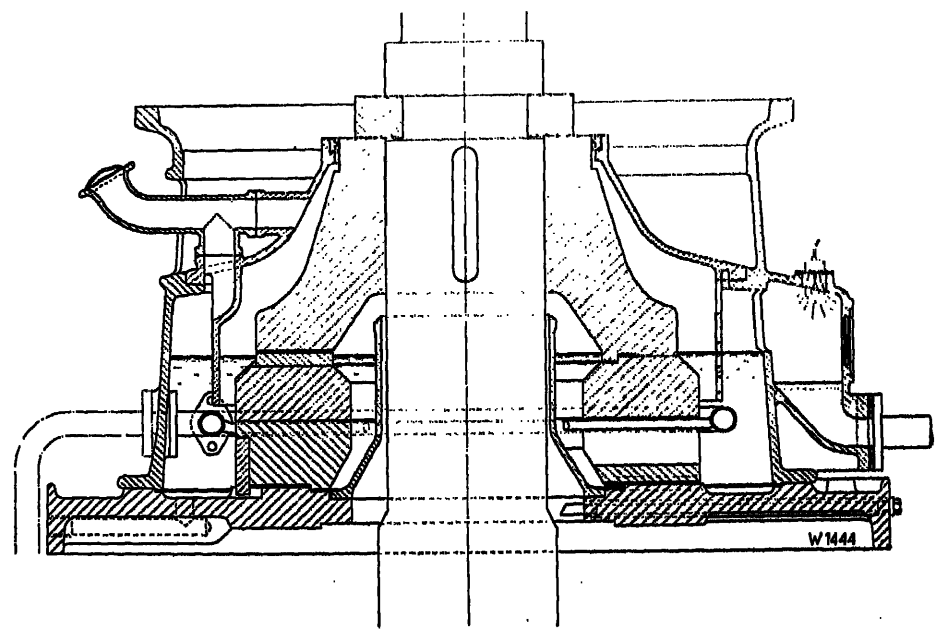


Abb. 298. Spurlager, Bauart Escher Wyss & Cie.

noch so stark durchbiegt, daß die Segmente sich etwas einstellen können. Allerdings ist es trotzdem notwendig, sie an der Eintrittsstelle des Öles so abzuschaben, daß sich dort der Ölkeil bilden kann. In Abb. 299 ist der Verlauf des Druckes auf ein Segment axonometrisch dargestellt. Daraus ist ersichtlich, daß maximale Öldrücke bis zu 126 kg/cm² erreicht worden sind. Abb. 300 gibt die Hubhöhe, d. h. die kleinste Stärke des Ölkeiles in Funktion der Drehzahl, Abb. 301 die Reibungszahl in Funktion der mittleren Lagergeschwindigkeit für verschiedene Drücke. Für einen mittleren Druck von 20 bis 25 kg/cm², wie er zumeist zugelassen wird, kann bei diesen Lagern also mit einer Reibungszahl μ von rund 0,002 gerechnet werden und nur bei ganz kleinen Drücken und hoher Geschwindigkeit steigt sie etwa auf 0,004. Bei Verwendung von getrennten Segmenten wird vielfach noch darauf gesehen, daß sich die Belastung auf die einzelnen möglichst gleichmäßig verteilt. Die Firma Bell & Cie. in Kriens stellt sie zu diesem Zweck auf 2 Reihen von Kugeln, die sich so lange verschieben, bis die nötige gleichmäßige Verteilung der Kräfte vorhanden ist[1].

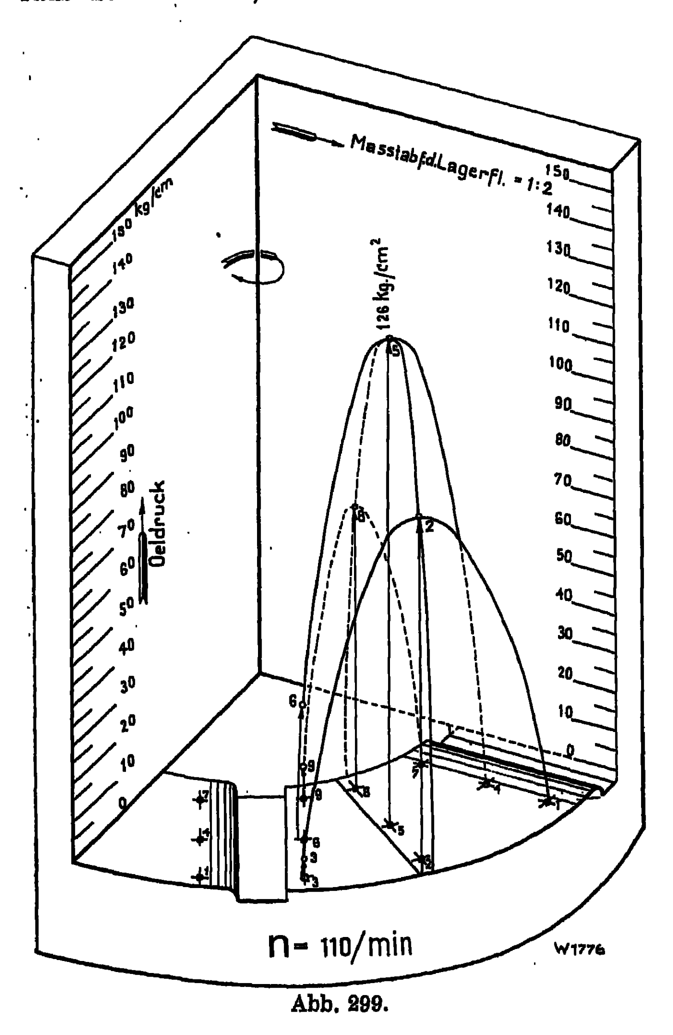


Abb. 299.

Voith fügt zu dem gleichen Zweck eine elastische Unterlage ein (s. Abb. 297).

Die Ateliers de Constructions Mecaniques de Vevey stellen sie auf einige dünne, an geeigneten Stellen unterstützte Stahlringe, die durch ihre Durchfederung die Übertragung der Überbelastung eines Segmentes auf die benachbarten bewirken sollen.

Kennt man die Gesamtbelastung des Lagers P, die mittlere Zapfen-

[1] Viktor Gelpke: Das Lungernsee-Kraftwerk. Schw. Bauztg. 1924, Band 81, S. 255.

geschwindigkeit U und die Reibungszahl μ, so läßt sich die sekundlich produzierte Wärmemenge ausrechnen zu

$$W = \frac{\mu P U}{427} \text{ Cal.} \tag{138}$$

Bei großen Belastungen und hohen Geschwindigkeiten wird W trotz der Kleinheit der Reibungszahl so beträchtlich, daß zur Abführung die Ausstrahlung allein nicht genügt; es muß dann künstliche Kühlung eingeführt werden. Entweder kann das Öl durch eine in den Öltopf eingeführte Kühlschlange abgekühlt werden, oder das aus den Segmenten austretende Öl wird durch eine im Oberwasser der Turbine oder in einem besonderen Ölkühler geführte Rohrleitung durchgepumpt, in einem Filter gereinigt und wieder zwischen die Segmente gespritzt. Die Abb. 297 und 302 lassen die nötigen Armaturen hiezu leicht erkennen. Falls die Kühlung durch eine Wasserschlange im Öltopf bewerkstelligt wird, sollte diese nicht nur außen um die Segmente herum, sondern auch radial zwischen diese durchgeführt werden (Abb. 298); ferner ist durch einen Abstreifer zu verhindern, daß das bei einem Segment austretende erhitzte Öl unmittelbar wieder in den nächstfolgenden Ölspalt eintritt.

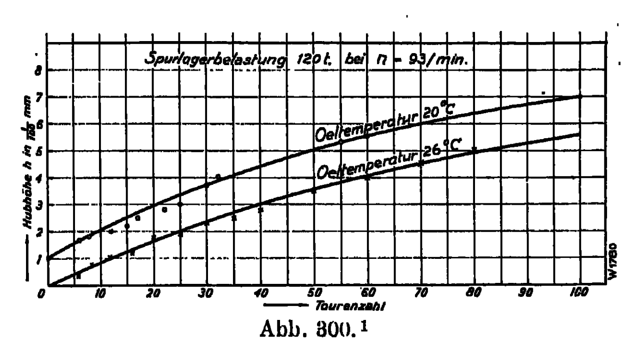


Abb. 300.[1]

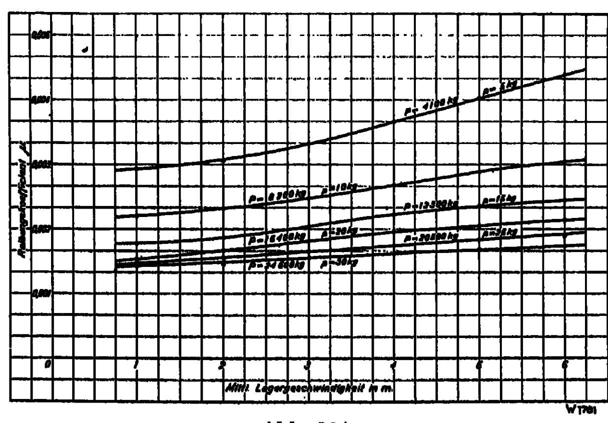


Abb. 301.

Wie die Abb. 297 und 298 erkennen lassen, muß bei den großen Lagern gewöhnlich auf die axiale Nachstellbarkeit verzichtet werden. Dies erfordert entweder äußerst genaue Einhaltung des einmal festgesetzten Abstandes zwischen Spurlager und Laufrad oder es ist die Verkeilung des letzteren so vorzunehmen, daß eine kleine Verschiebung auf der Welle möglich ist.

Bei horizontaler Welle fallen zwar die durch Gewichte verursachten Axialkräfte weg, dagegen verbleibt der auf das Laufrad ausgeübte Axial-

[1] Die Abb. 298—301 sind den Escher Wyss-Mitteilungen Jan.—Febr. 1929 (Verfasser H. Obrist) entnommen.

schub durch Wasserdruck, sofern er nicht durch besondere Anordnung der Spalte (s. § 48) ausgeglichen ist. Wie in dem erwähnten Paragraph angeführt, ist ein solcher Ausgleich bei Rädern höherer spezifischer Drehzahl nicht zu erreichen und gerade bei diesen wird der Axialschub sehr groß, in der Regel zu groß, um noch durch gewöhnliche Lagerbunde aufgenommen werden zu können. Es bleibt dann nichts anderes übrig, als ebenfalls zum eigentlichen Spurlager zu greifen. Abb. 303 zeigt ein solches, kombiniert mit dem Traglager, nach einer Ausführung von Escher Wyss & Cie. Sofern das Öl nicht durch eine besondere Pumpe zugeführt wird, ist die erste Voraussetzung für das Funktionieren des Segmentlagers, daß dieses vollständig in

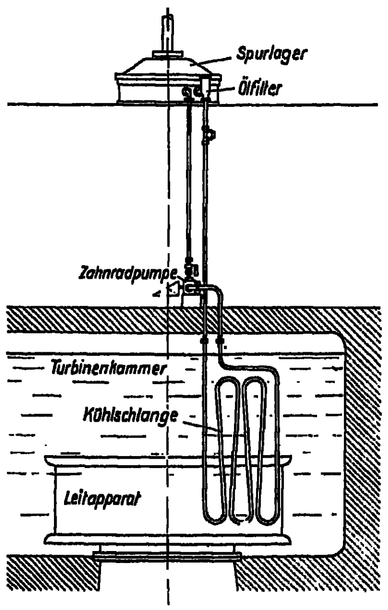


Abb. 302. Kühlung des Spurlageröles in einer Schlange im Oberwasser. (Voith.)

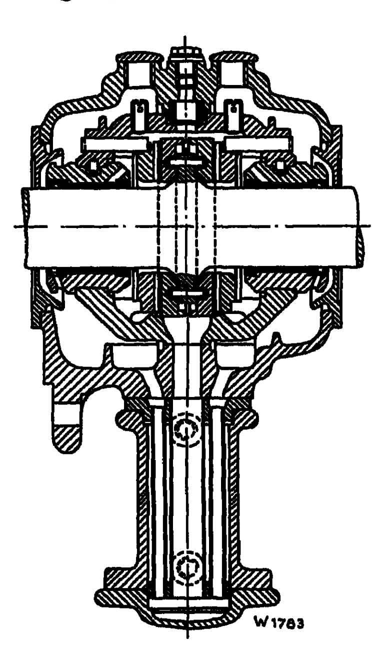


Abb. 303. Trag- und Spurlager. (Escher Wyss & Cie.)

Öl läuft, gewöhnlich in der oberen Hälfte der Spurringe nur mangelhaft erfüllt, ganz abgesehen davon, daß die Lagerung der festen Ringe von der absolut genauen Zentrierung von Lagerdeckel und Lagerkörper abhängt. Die Firma Costruzioni Meccaniche Riva beschränkt deshalb bei nicht zu großen Kräften das Segmentdrucklager nach Taf. 32, Abb. 8—11 auf die untere, sicher im Ölbad laufende Hälfte.

d) Wälzlager (Kugel- und Rollenlager).

Sowohl für Trag- wie für Spurlager können an Stelle der Gleitlager Kugel- oder Rollenlager verwendet werden. Immerhin ist ihre Verwendung in der Praxis weit weniger häufig, als man zunächst nach den mit diesen Elementen gemachten guten Erfahrungen vermuten könnte. An dieser Erscheinung werden wohl folgende zwei Gründe mitbeteiligt sein: Teile, die nahe an der Turbine sitzen, sind nie ganz vor Feuchtigkeit geschützt, ein-

mal infolge der Möglichkeit direkten Zutrittes von Wasser und sodann, weil sie durch die vom Wasser berührten Teile auf verhältnismäßig niedriger Temperatur gehalten werden und, besonders im Sommer, zur Bildung von Kondenswasser Anlaß geben. In dieser Beziehung sind Gleitlager etwas unempfindlicher wie Wälzlager. Ferner haben wir es bei Turbinen oft mit Lagerkräften zu tun, die ihre Richtung ändern, so daß die Welle dabei innerhalb der durch die Lagerkonstruktion gegebenen Grenzen spielt. Diese Bewegungen werden im Gleitlager durch das vorhandene Ölpolster weit besser abgedämpft, als in den Wälzlagern. Im Gegensatz zum Traglager tritt im Spurlager auch gleitende Reibung auf.

§ 68. Die Stopfbüchsen.

Die Turbinenwelle tritt aus dem Raum zwischen Laufrad und Turbinendeckel durch diesen hindurch ins Freie; vielfach durchdringt sie auf der entgegengesetzten Seite auch noch den Saugkrümmer. An beiden Stellen ist dafür zu sorgen, daß kein Wasser aus- und keine Luft in das Saugrohr eintritt. In der Regel sind die Druckunterschiede zwischen den beiden gegeneinander abzudichtenden Räumen allerdings nicht groß. Man kann sich daher im einfachsten Fall mit einer gewöhnlichen Stopfbüchse für zwei bis drei Hanfzöpfe begnügen. Zu beachten ist einzig, daß sich die Turbinenwelle ständig, und gewöhnlich mit ziemlich hoher Umfangsgeschwindigkeit in der Stopfbüchse dreht. Deshalb sollten mindestens Brille und Packung, bei Anliegen ohne genügendes Spiel auch der Grundring, geschmiert werden, der letztere gewöhnlich durch einen Staufferbecher, die ersteren durch einen ebensolchen oder durch einen Tropföler. Die Abb. 304—309 stellen eine Wellenstopfbüchse samt Ölgefäß, Bauart Escher Wyss & Cie., dar. In neuerer Zeit wird statt der Hanfzöpfe gerne die Dichtungsmasse »Ferrolit« verwendet (s. Abb. 310 und 311).

Die bisher genannten Bauarten verlangen ein Anpressen des Dichtungsmaterials an die Welle. Trotz Schmierung wird auf diese Weise eine Reibungsarbeit verbraucht, die gerade bei Turbinen kleiner Leistung den Wirkungsgrad fühlbar herunterzieht. Andererseits setzt sich im Grundring und im Dichtungsmaterial oft Sand und Schlamm an, wodurch die Welle mit der Zeit angegriffen wird. Man geht daher in neuerer Zeit mehr und mehr dazu über, die gewöhnliche Stopfbüchse durch eine sogenannte »hydraulische« zu ersetzen. Bei dieser berührt die Welle kein festes Material, die Abdichtung wird lediglich durch Sperrwasser erzielt. Über die Konstruktionsgrundsätze ist folgendes zu sagen: Wenn angenommen werden kann, daß das Wasser nur die Neigung hat nach außen zu fließen, so wird zunächst eine ringförmige Kammer um die Welle angeordnet (Abb. 312); das Wasser, das aus dem ersten Spalt noch nach außen tritt, wird durch einen auf der Welle sitzenden Spritzring weggeschleudert und ins Unterwasser abgeleitet. Der Spritzring soll an der Außenseite mit einem kleinen Spiel gegenüber der festen Außenwand des Abspritzraumes angeordnet werden, damit Wassertropfen, die doch noch auf die Außenseite des Spritzringes gelangen, infolge der Zentrifugalwirkung verhindert werden, bis zur Welle radial ein-

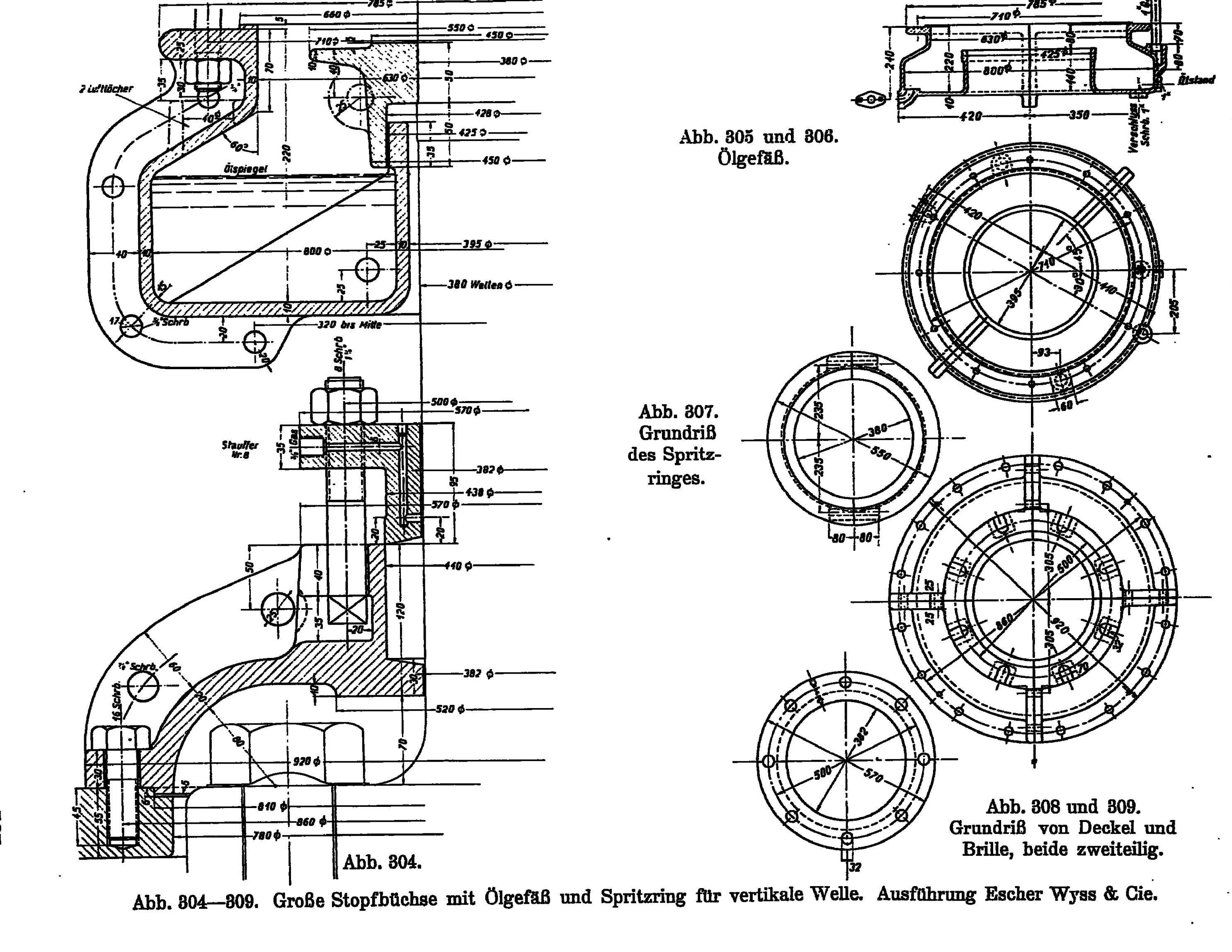


Abb. 305 und 306. Ölgefäß.

Abb. 307. Grundriß des Spritzringes.

Abb. 304.

Abb. 308 und 309. Grundriß von Deckel und Brille, beide zweiteilig.

Abb. 304—309. Große Stopfbüchse mit Ölgefäß und Spritzring für vertikale Welle. Ausführung Escher Wyss & Cie.

wärts zu strömen. Liegt die Möglichkeit vor, daß Luft längs der Welle in das Saugrohr gelangt, sei es unmittelbar, sei es durch den Deckelraum und die Nabenlöcher, so genügt die eben angedeutete einfache Anordnung nicht mehr, sondern es muß noch eine weitere Kammer (Abb. 313) angeordnet werden, der unter einem gewissen Überdruck Sperrwasser in der

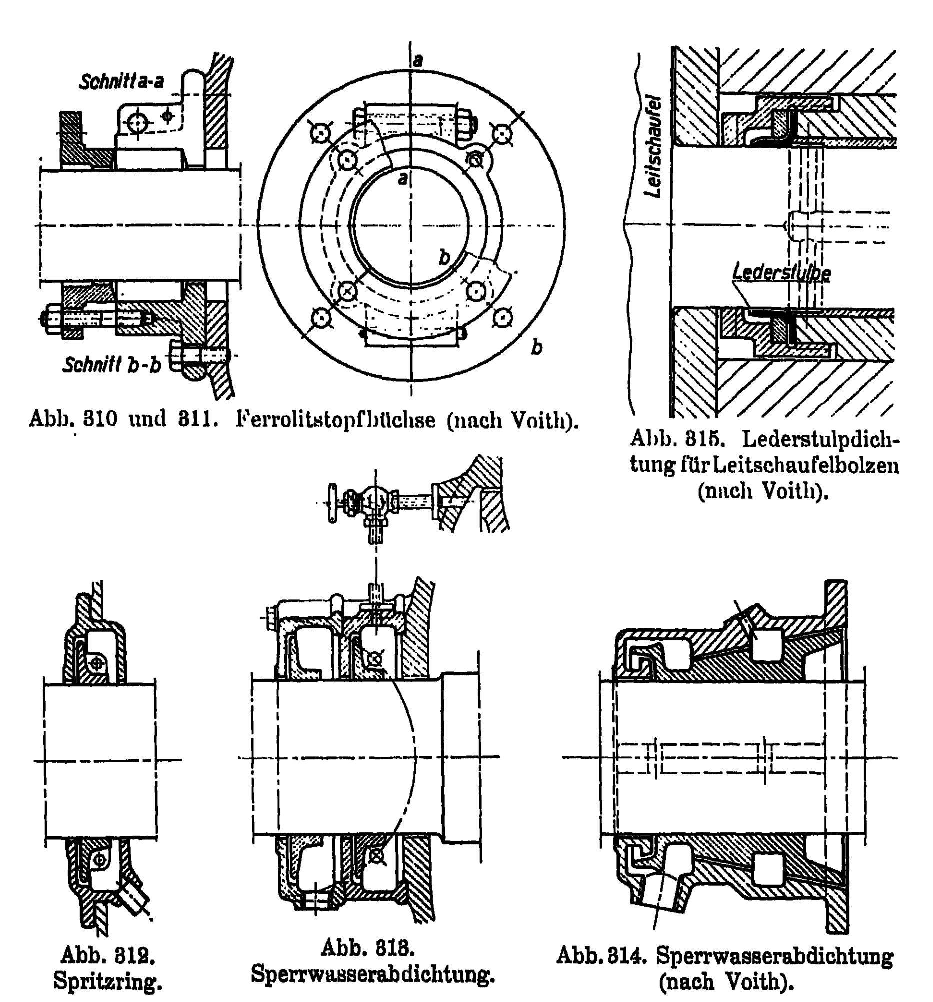


Abb. 310 und 311. Ferrolitstopfbüchse (nach Voith).

Abb. 315. Lederstulpdichtung für Leitschaufelbolzen (nach Voith).

Abb. 312. Spritzring.

Abb. 313. Sperrwasserabdichtung.

Abb. 314. Sperrwasserabdichtung (nach Voith).

gerade noch notwendigen Menge zugeführt wird. Die Entnahme kann z. B. im Deckelraum selbst, jedoch möglichst weit radial auswärts geschehen, wo noch ein Druck von etwa $\frac{H}{4} \div \frac{H}{6}$ herrscht. Der Überdruck des Sperrwassers gegenüber der Atmosphäre wäre, mit dem letzteren Wert gerechnet, etwa $\frac{H}{6} - H_s$; er muß natürlich größer als 0 sein. Außerhalb der Kammer für das Sperrwasser ist wieder eine Spritzkammer anzuordnen, von der aus das überschüssige Wasser abgeführt wird. Um die richtige Einstellung der Drosselung in der Sperrwasserleitung feststellen zu können, wird der Abfluß am

besten sichtbar gemacht. Es wird dann so viel Sperrwasser zugeführt, daß gerade immer etwas Spritzwasser abläuft.

Die eben genannten Grundsätze können natürlich auf recht verschiedene Art in die Wirklichkeit umgesetzt werden. Die Abb. 314, ferner Taf. 20 und Taf. 21, Abb. 8 zeigen Beispiele hiefür.

Für die Abdichtung von Regulierwellen und Drehbolzen können Lederstulpen verwendet werden (Abb. 315).

Aufbau der Überdruckturbinen.

In den vorhergehenden Abschnitten sind die Einzelheiten dieser Turbinen, wie Laufrad, Leitrad, Saugrohr, Gehäuse und Lagerung schon besprochen; es sind nun noch die Möglichkeiten des Zusammenbaues der einzelnen Elemente und der Einbau der Turbine gegenüber Ober- und Unterwasserspiegel zu erörtern.

§ 69. Die Lage der Turbine.

a) Aufstellung gegenüber Ober- und Unterwasserspiegel.

Wie schon früher erwähnt, wird bei Überdruckturbinen fast ausnahmslos ein Saugrohr angewendet, das gestattet, die Turbine über dem Unterwasserspiegel aufzustellen. Je höher die Turbine gelagert wird, desto sicherer ist sie vor Hochwasserzudrang geschützt, desto zugänglicher ist sie nach Abschluß des Einlaßorganes, desto kürzer wird bei stehender Anordnung die Welle und desto billiger wird in der Regel das Gebäude. Allein schon in § 50 u. f., sowie in § 39 ist auseinandergesetzt worden, daß und warum bei jedem Gefälle und jeder Turbinenart eine gewisse Saughöhe nicht überschritten werden darf. Der eine Grenzwert für die Höhenlage der Turbine gegenüber dem Unterwasserspiegel ist damit gegeben.

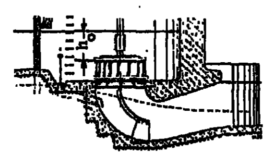


Abb. 316.

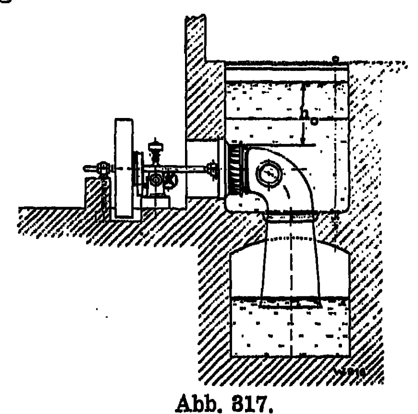


Abb. 317.

Eine weitere Einschränkung erleidet die Freiheit der Aufstellung durch die Rücksicht auf guten Zufluß zum Leitrad. Nehmen wir zunächst eine im offenen Schacht aufgestellte Turbine mit freiem Wasserspiegel über ihr an. Denken wir uns die Turbine gegenüber dem Wasserspiegel höher und höher aufgestellt, so wird von einem bestimmten Punkt an das Wasser unmittelbar über den obersten

Leitradzellen in wirbelnde Bewegung geraten; diese zehrt einen Teil der verfügbaren Energie auf. Wird das Leitrad dem freien Oberwasserspiegel noch mehr genähert, so wird durch die Wirbel Luft bis in das Leitrad und damit in die Turbine hineingesaugt; der Wirkungsgrad fällt hiedurch noch mehr ab. Diese Zustände sind unter allen Umständen zu vermeiden. Es ergibt sich so eine höchste Stellung gegenüber dem Oberwasserspiegel. Man darf diese zweite Grenzlage, gegeben durch den Abstand h_0 der ober-

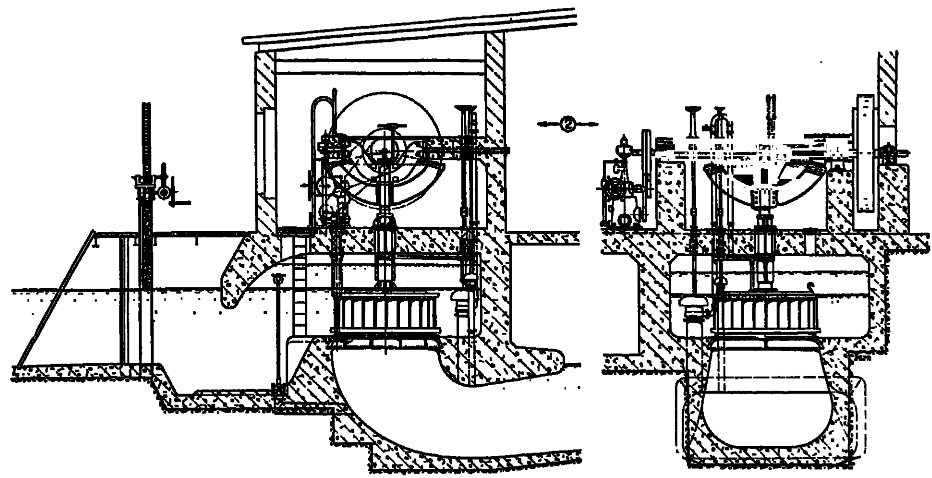


Abb. 318. Turbine mit Tauchdecke. (Voith.)

sten Leitradzelle vom Oberwasserspiegel (s. Abb. 316 und 317) nach der Beziehung annehmen:

$$(139) \quad \begin{cases} \text{Welle vertikal} & h_0 = 0{,}2 + 0{,}45\, D\, \sqrt{H} \\ \quad \text{» horizontal} & h_0 = 0{,}1 + 0{,}4\, D\, \sqrt{H}. \end{cases}$$

Die Werte sind in *m* einzusetzen; Voraussetzung ist gute Wasserführung im Einlauf. Die neue Einschränkung ist oft unbequem, besonders bei horizontaler Welle, weil hier sehr leicht Teile, die tief unter die Welle herunterreichen (z. B. unterste Teile eines unmittelbar gekuppelten Generators) in den Bereich des Hochwasserspiegels im Unterwasserkanal gelan-

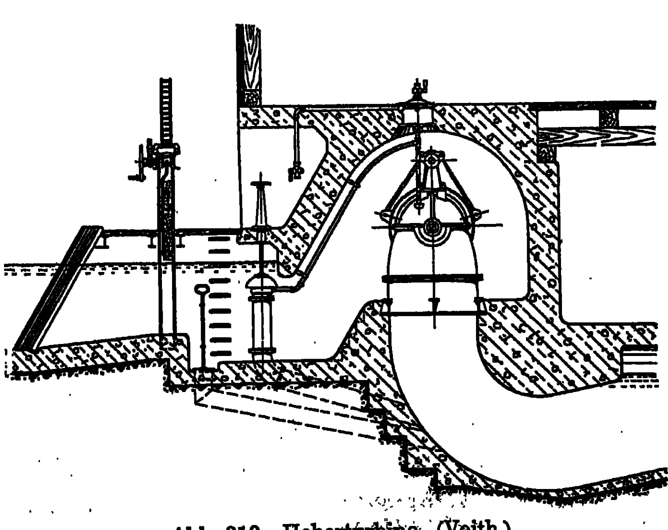


Abb. 319. Heberturbine. (Voith.)

gen. Man hat daher nach Mitteln gesucht, die Turbine höher aufzustellen, also den Abstand h_0 kleiner zu machen als nach Gl. 139. Das Nächstliegende ist, die Turbine vom freien Oberwasserspiegel durch eine sogen. Tauchdecke, Abb. 318, zu trennen und dafür zu sorgen, daß über der Turbine ein so großes Wasserpolster verbleibt, daß Wirbelbildung ausgeschlossen wird. Abb. 319 zeigt eine Aufstellung mit noch tieferem Oberwasserspiegel. Hier ist dafür zu sorgen, daß der Spiegel über der Turbine tatsächlich hoch steigt, was nur möglich ist, wenn die Welle oder deren Schutzrohr luftdicht durch die Decke durchgeführt ist. Die Luft über der Turbine muß zu Betriebsbeginn abgesaugt werden; Decke und Wände der Kammer müssen also vollständig luftdicht sein. Man spricht schon bei dieser Anordnung, wie besonders bei der noch

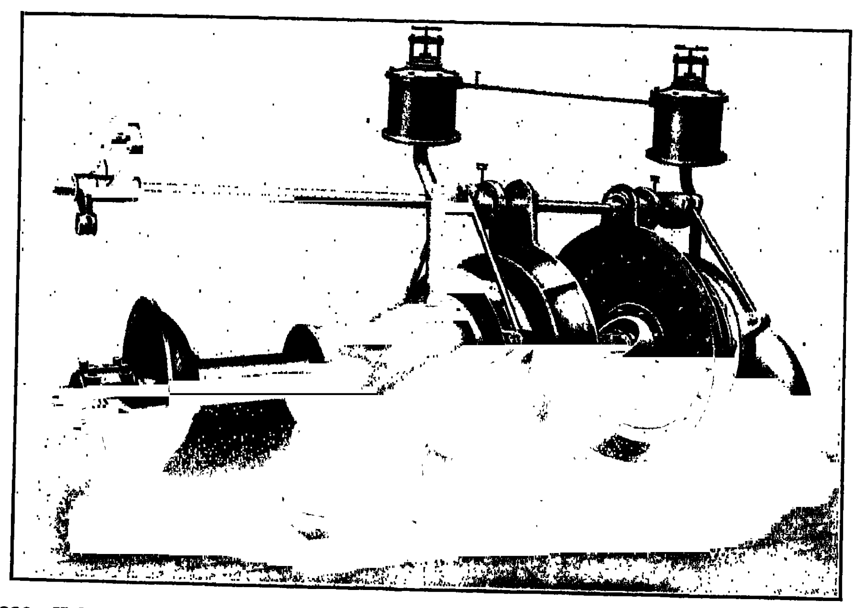


Abb. 320. Heberturbinen mit Schwimmerventilen zur Absaugung der Luft über der Turbine.

weiter erhöhten Aufstellung von »Heberturbinen«. Nach dem gleichen Grundsatz läßt sich nämlich die Turbine so aufstellen, daß sie ganz über dem Oberwasserspiegel steht.

Die Absaugung der Luft über der Turbine vor Inbetriebsetzung geschieht zumeist durch einen Strahlapparat, der in eine vom höchsten Punkt der Decke über der Turbine zum Unterwasser führende Leitung eingeschaltet ist. Im Betrieb, d. h. bei gefülltem Saugrohr, wird die Luft durch eine mit Schwimmerventil versehene Leitung ins Saugrohr oder in den Deckelraum in der Nähe der Welle abgeführt. Die Abb. 319 und 320 lassen die besprochenen Armaturen erkennen.

Oesterlen[1] hat solche Heberturbinen auf ihren Wirkungsgrad untersucht und, im Einklang mit den Untersuchungen im § 50 gefunden, daß mit der Höherstellung der Turbine ein Sinken des Wirkungsgrades verbunden

[1] Oesterlen, Wasserturbinen mit Hebereinlauf. Z. f. d. ges. Turbinenwesen 1918, S. 82 u. f.

ist. Bei den von ihm durchgeführten Versuchen stellte sich der Abmangel gegenüber normaler Aufstellung auf 1,25—1,5%; bei ganz kleinen Wassermengen kam es vor, daß das Saugrohr ganz versagte. Man wird daher die Heberturbinen nur da anwenden, wo ihre Aufstellung besondere Vorteile bietet, wie z. B. in der Anlage Wernsdorf[2] Taf. 30, in der nur durch Höhersetzen der Turbine eine unmittelbare Kupplung mit der Haupttransmissionswelle ermöglicht werden konnte. Sind die Turbinen so hoch aufgestellt, daß der unterste Einlaufpunkt des Leitrades noch über dem Oberwasser liegt, so hat man zum Zweck des Abstellens nur den Kessel (durch Öffnen der Ventile) mit Luft zu füllen. Besondere Abschlußorgane sind somit entbehrlich.

b) Stehende oder liegende Welle bei Überdruckturbinen.

Die Turbine mit stehender Welle ist insofern die allgemeinere Bauart, als sie in allen Fällen anwendbar ist, während für die Anwendung der liegenden Welle gewisse Voraussetzungen erfüllt sein müssen. Einlauf und Gehäuse sind ebenso leicht für stehende, wie für liegende Welle korrekt durchzubilden, Lauf- und Leitrad arbeiten in beiden Fällen gleich gut, nur das Saugrohr wirkt im allgemeinen günstiger bei stehender als bei liegender Welle, weil bei der letzteren gleich nach dem Laufrad die Krümmung ansetzt, d. h. schon da, wo die Meridiangeschwindigkeit noch vergleichsweise hoch ist. Überdies ist, unter Annahme sonst gleicher Bauart des Saugrohres, bei liegender Welle stets ein Saugrohrkrümmer mehr anzuwenden als bei stehender. Diese beiden Momente beeinflussen die Saugrohrwirkung ungünstig, so daß, wie schon früher erwähnt, besonders für Turbinen, die hohen Saugrohrrückgewinn erfordern, d. h. für solche hoher spezifischer Drehzahl, die stehende Welle entschieden günstiger ist. Weiterhin spricht für sie der Umstand, daß die angetriebenen Maschinen (wie Generatoren) ohne weiteres ganz über dem Unterwasserspiegel aufgestellt werden können und so dessen Schwankungen entrückt sind. Überdies wird in der Regel die Ausdehnung der tiefliegenden Fundamente eine kleinere, die Breite des Maschinenhauses eine geringere, so daß in diesen Fällen die stehende Welle auch hinsichtlich der Baukosten Vorteile bietet. Die letzten zwei Gesichtspunkte treten besonders bei großen Einheiten hervor.

Bei der stehenden Welle sind zwar die sämtlichen Gewichte und sonstige axial wirkende Kräfte (Wasserdruck) durch ein einziges Spurlager aufzunehmen; doch kann dies nach den gemachten guten Erfahrungen mit Segmentspurlagern kaum mehr als ein Nachteil empfunden werden.

Die Anordnung mit liegender Welle ergibt den Vorteil, daß Turbine und angetriebene Maschine auf der gleichen Höhe sitzen; die Turbine ist, wenigstens bei geschlossener Ausführung, im Maschinensaal aufgestellt, also im Bereich des Kranes, was die Montierung und Demontierung erheblich erleichtert. Bei senkrechter Welle steht die Turbine unter dem Hauptflur; sie ist in der Regel durch den Kran nicht bedienbar, solange die angetriebene Maschine nicht demontiert ist. Abb. 6, Taf. 18 zeigt, wie bei der Turbine von Yanagavara dafür Vorsorge getroffen wurde, daß wenigstens ein Senken und

---

[2] Freytag, Die Turbinenanlage der Papierfabrik Günther & Richter in Wernsdorf. V. D. I, 1914, S. 1088 u. f.

Heben des Laufrades und der ersten Saugrohrteile erfolgen kann. Die Welle ist mit einer so weiten Bohrung versehen, daß das mit einem Gewindestutzen versehene Kranseil durchgeht und so die einzelnen Stücke gefaßt werden können. In anderen Fällen sind besondere kleine Schwenkkrane oder Flaschenzüge zur Bedienung der Turbine vorgesehen, s. z. B. Taf. 13, Abb. 6.

Die liegende Welle kann bei kleinen Axialschüben (kleines n_s, geringes Gefälle, Doppel- oder Zwillingsturbine) in gewöhnlichen Traglagern gehalten werden und ist dann nur durch Bunde gegen Axialverschiebung zu sichern. Die Schmierung und Beaufsichtigung ist einfacher und leichter als bei der stehenden Welle. Die liegende Anordnung wird daher für kleine und mittelgroße Leistungen in der Regel vorgezogen. Allerdings ist ihrer Anwendung dadurch eine Grenze gesteckt, daß bei allzu kleinem Gefälle die Turbine selbst oder mindestens der untere Teil der angetriebenen Maschine (elektrischer Generator) in den Bereich des höchsten Unterwasserspiegels gelangt. Dies ist aber, wenn irgend möglich, zu vermeiden, weil Sickerwasser sonst nicht mehr ohne weiteres abgeleitet werden kann.

Die Saughöhe wird bei liegender Welle unter sonst gleichen Umständen größer als bei stehender; jene kann daher da, wo Kavitationsgefahr besteht, oft schon aus diesem Grunde nicht mehr angewendet werden. (Großes Gefälle und großer Platzbedarf für unten liegende Rohrleitungen, Schnelläufer.)

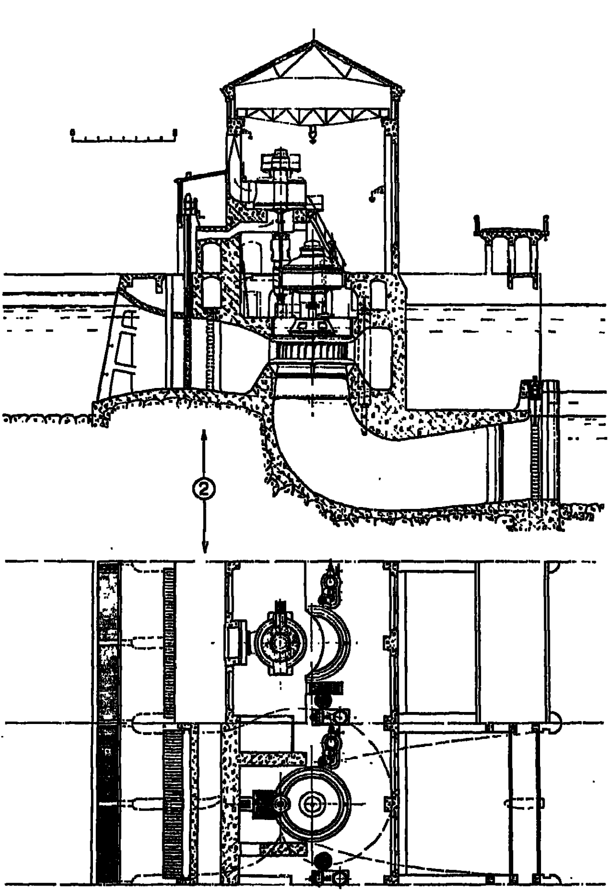


Abb. 321 und 322. Turbine (Bauart Voith) mit Stirnradgetriebe.

§ 70. Die offene Turbine mit stehender Welle.

a) Die einfache Turbine.

Die Einzelheiten dieser Bauart sind schon in den früheren Paragraphen besprochen. Es sind daher nur noch folgende kurze Bemerkungen hinzuzufügen. Je nachdem das Saugrohr aus Blech, Guß oder Beton ausgeführt ist, wechselt die Art der Auflagerung insofern, als bei den beiden erstgenannten der Untersatz der Turbine häufig noch auf einen besonderen Grundring aufgestellt wird, um die Befestigungsschrauben des

Saugrohres zugänglich zu erhalten. Bei Saugrohren aus Beton wird der Untersatz unmittelbar einbetoniert. Der Boden der Turbinenkammer ist ausreichend kräftig zu halten; es ist zu beachten, daß er nicht nur die Turbine selbst, sondern auch das Gewicht des in der Kammer und im Saugrohr befindlichen Wassers zu tragen hat.

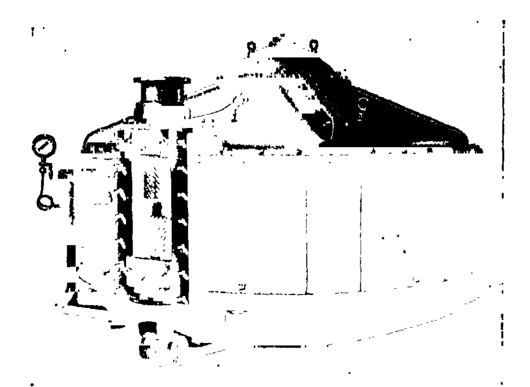


Abb. 323. Stirnradgetriebe, ausgeführt von „Deutsche Werke", Kiel, für das Elektrizitätswerk Nürtingen.

Die Welle treibt an ihrem oberen Ende gewöhnlich einen Generator, oder mittels Übersetzung durch Stirnräder auf eine weitere stehende, oder durch konische Räder auf eine liegende Welle. Die Zahnrad- und Riemenübersetzungen (Taf. 7, Abb. 2) gestatten zugleich eine Veränderung, gewöhnlich eine Erhöhung, der Umdrehungszahl herbeizuführen. Da man das Übersetzungsverhältnis in ziemlich weiten Grenzen frei wählen kann, ist es in der Regel möglich, die Turbine als solche von mittlerer spezifischer Drehzahl, also mit flach verlaufender Wirkungsgradkurve auszuführen und so unter Umständen günstigere Ausnützung stark schwankender Wassermengen zu erreichen, als bei direkter Kupplung und schnelllaufendem Rad. Nur die Kaplanturbine gibt stets eine günstige Wirkungsgradkurve, so daß bei ihr nur dann zur Räderübersetzung gegriffen werden muß, wenn das Gefälle sehr klein und die absolute Drehzahl trotz hohem n_s für den unmittelbaren Antrieb zu klein wird.

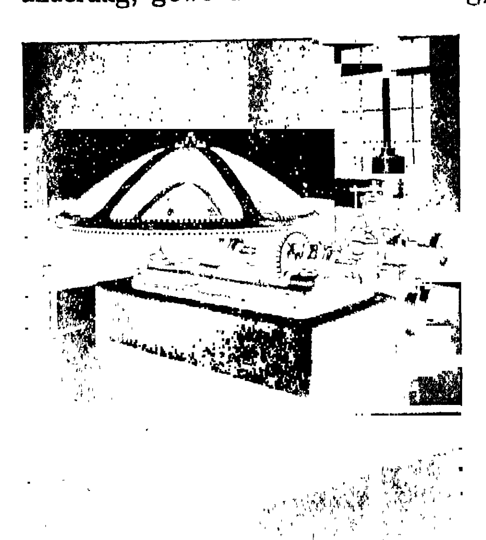


Abb. 324. Turbine mit Kegelradgetriebe, Holz auf Eisen (Voith).

Stirnradgetriebe (Abb. 321, 322 und 323, sowie Taf. 6, Abb. 6) werden heute mit Präzisionsverzahnung[1] ausgeführt und in der Regel aus Stahl hergestellt. Bei Kegelrädern wurde früher das große Rad bis zu Leistungen von 200—400 PS ausschließlich mit Holzzähnen (s. Abb. 324, sowie Taf. 7, Abb. 2) ausgeführt; bei größeren Lei-

[1] Siehe E. Treiber: Wasserkraftanlagen mit stehenden Turbinen, Zahnrädergetrieben und Schirmdynamos. V. D. I. 1922, S. 716.

stungen werden Eisenräder mit Schräg-, Pfeil- oder Spiralverzahnung verwendet (Abb. 325).

Zahnräder jeder Art sind aus Gründen der Unfallverhütung einzuschalen.

Über Berechnung und Konstruktion der Zahnräder geben die Werke über Maschinenelemente Auskunft.

Falls nicht mehr als zwei Turbinen auf eine Welle arbeiten, diese also nicht oben durch zu gehen braucht, wird das große Kegelrad gewöhnlich so an-

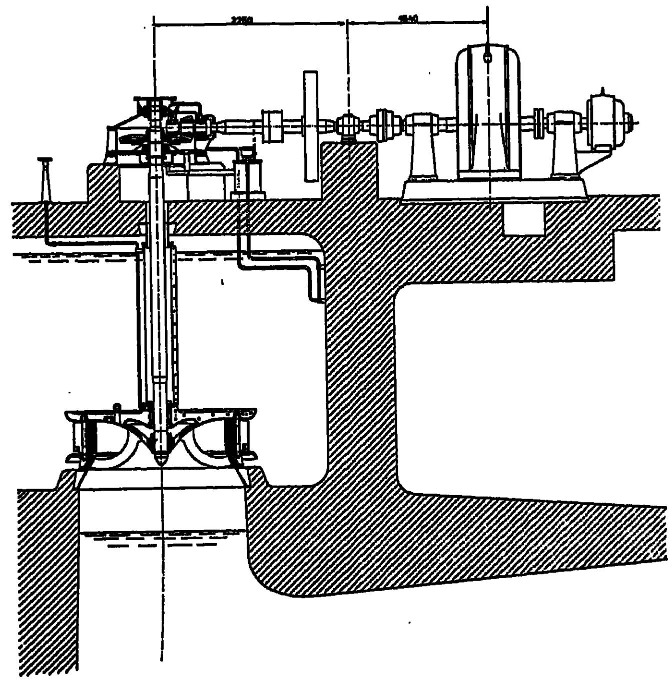


Abb. 325. Turbine mit Kegelradgetriebe, Eisen auf Eisen (Escher Wyss & Cie., Ravensburg).

geordnet, daß es von oben in das Ritzel eingreift (Obergriff), s. Abb. 324, 326 und 327, sowie Taf. 7, Abb. 2. Das letzte Halslager der stehenden und das erste Traglager der liegenden Welle werden auf ein und denselben Lagerbock aufgesetzt, so daß die Kräfte unmittelbar in diesem von einem Lager zum anderen, und nicht etwa durch das Fundament übertragen werden. Das oberste Halslager der stehenden Welle ist in der Ebene des Zahneingriffs anzuordnen; die Welle hat dann von diesem Halslager abwärts keine erheblichen Biegungsmomente mehr auszuhalten.

Sind mehr als zwei Turbinen auf eine horizontale Welle zu schalten, so ist diese über mindestens eine der Turbinen weg zu führen, die Anordnung mit Obergriff ist dann nicht mehr möglich. Das große Kegelrad muß von unten eingreifen, zwischen seiner Nabe und der durchgehenden horizontalen Welle ist der Spurzapfen anzuordnen, was außerordentlich gedrängte Konstruktion des letzteren verlangt. Siehe Taf. 8, Abb. 1.

Die Schaltung von mehreren Turbinen auf eine Welle mit der Möglichkeit, die Wellenstücke nach Bedarf durch Kupplungen von einander zu trennen,

ergibt, richtig gehandhabt (s. § 74 und 107), eine gute Ausnützung stark wechselnder Wassermengen.

Die Anwendung von Zahnrädern bedeutet natürlich eine unliebsame Vermehrung der maschinellen Einrichtung. Die älteren Antriebe mit Holzzähnen machen stets mehr oder weniger Geräusch, je nachdem sie stark oder schwach belastet und weniger gut oder besser ausgeführt sind. Die neuzeitlichen Präzisionsgetriebe mit Stirnrädern arbeiten zwar, wenn richtig und reichlich geschmiert, ziemlich geräuschlos; sie sind aber verhältnismäßig kostspielig. Man wird daher Getriebe, wo sie nicht unbedingt notwendig sind, überhaupt zu vermeiden suchen. Mit schnellaufenden Rädern und Kaplanturbinen läßt sich dieses Ziel in den meisten Fällen auch erreichen.

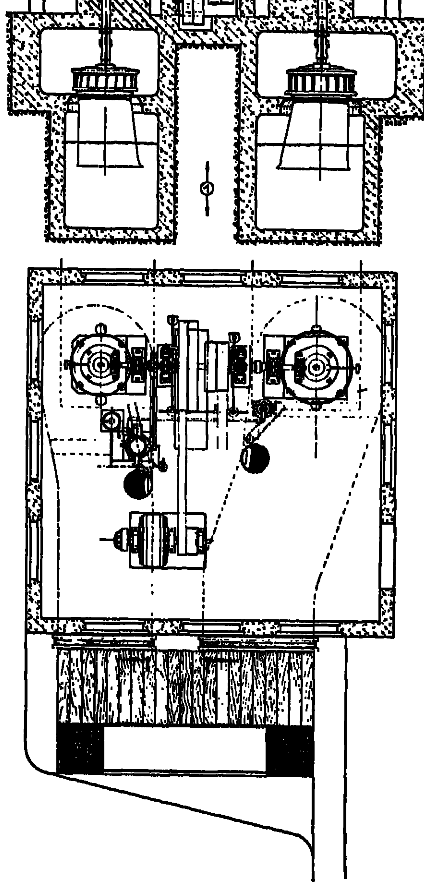


Abb. 326 und 327.
Antrieb einer Vorgelegewelle durch zwei Turbinen, Getriebe mit Obergriff (Voith).

b) Die mehrfache Turbine.

Früher, als man noch nicht über die heutigen Räder von hohem n_s verfügte, suchte man die zur direkten Kuppelung notwendige hohe Drehzahl durch Parallelschaltung mehrerer Einzelturbinen zu zwei-, drei- und vierfachen Turbinen zu erreichen. Die Anlage Beznau (Taf. 9 und Taf. 10, Abb. 1—4) ist ein Beispiel hiefür. Die Wasserführung bei diesen Turbinen war in der Regel nicht überall einwandfrei, was sich im Wirkungsgrad deutlich bemerkbar machte. Überdies mußten sie, damit das oberste Rad nicht zu hoch zu liegen kam, so tief aufgestellt werden, daß die untersten Teile ständig im Unterwasser lagen und daher nur zugänglich waren, wenn das Saugrohr durch Dammbalken von außen abgesperrt und ausgepumpt wurde. Wohl sind zu diesem Zweck gewöhnlich Zentrifugalpumpen mit den nötigen Saugleitungen in alle Saugräume hinunter vorgesehen worden, doch ergaben schon geringe Ausbrüche an der Sohle oder an den Dammfalzen so großen Wasserzudrang, daß das Auspumpen oft Schwierigkeiten bereitete. Auf alle Fälle sind bei stehender Welle die über Unterwasser angeordneten Einradturbinen den mehrfachen vorzuziehen. Auch die bei den letzteren gegebene Möglichkeit, bei den nach oben ausgießenden Rädern den vollen Wasserdruck auf die Radscheibe wirken zu lassen und damit eine erhebliche Entlastung des Spurlagers zu

erreichen (s. Taf. 10, Abb. 1, zweites Rad von unten), ändert an dem vorgenannten Urteil nichts Wesentliches. Dies hindert nicht, der Kühnheit dieser Ausführungen vom Standpunkt des Maschineningenieurs aus die ihnen gebührende Anerkennung zu zollen.

§ 71. Die offene Turbine mit liegender Welle.

a) Die einfache Turbine.

Die schon erwähnten Vorzüge der Turbine mit liegender Welle, bequeme Lagerung, größere Zugänglichkeit und bequemerer Antrieb, lassen diese Bauart besonders vorteilhaft erscheinen. Sie eignet sich bei kleinerer und mittlerer Leistung zum unmittelbaren Antrieb einer Haupttransmissionswelle, elektrischer Generatoren, Holzschleifer usw. Es sind zwei verschiedene Typen in Gebrauch: die Turbine mit »Krümmer im Schacht« (s. Abb. 328, ferner Taf. 14, Abb. 1—3) und diejenige mit »Krümmer im Haus« (s. Abb. 329). Bei der ersteren kann das Laufrad auch fliegend angeordnet werden; das Saugrohr wird dann nicht durch die Welle verengt, die Turbine ist leichter demontierbar. Bei der Anordnung »Krümmer im Haus« geht die Welle durch das Saugrohr durch; das wasserseitige Wellenende muß in einem Fettlager oder in einem geschlossenen Ringschmierlager nach Abb. 9—12, Taf. 31 gelagert werden; dafür entfällt der große Grundring und die große Durchbrechung der Stirnmauer, wie sie bei der Anordnung nach

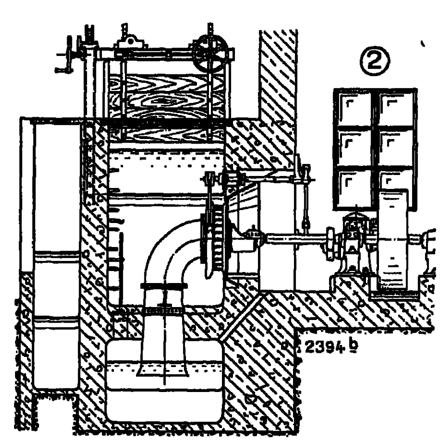


Abb. 328. Offene Turbine „Krümmer im Schacht“ (Voith).

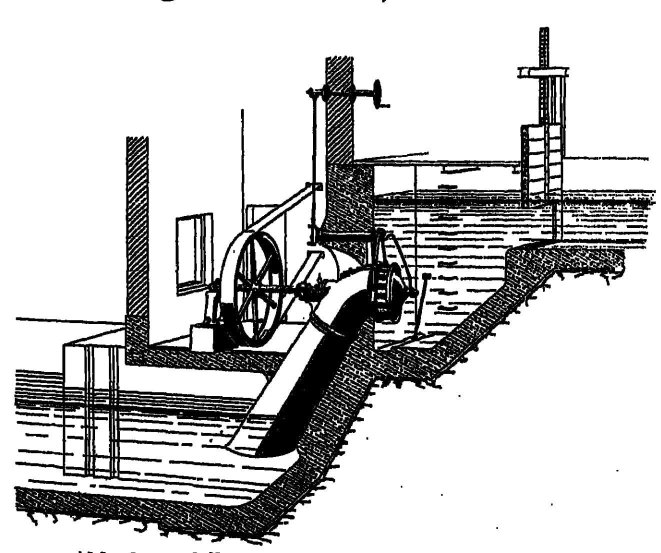

Abb. 329. Offene Turbine „Krümmer im Haus“.

Abb. 328 in der Regel notwendig werden. Die Reglerwelle wird zumeist über der Turbine gelagert, damit der Regulierring an seinen Stangen hängt und so möglichst wenig Reibung verursacht.

b) Die mehrfache Turbine.

Man geht von der einfachen zur mehrfachen Turbine über:

a) um die spezifische Drehzahl der ganzen Maschine zu erhöhen,

b) um den Axialschub auszugleichen,

c) um die Wirkungsgradkurve bei stark wechselnder Wassermenge zu verbessern.

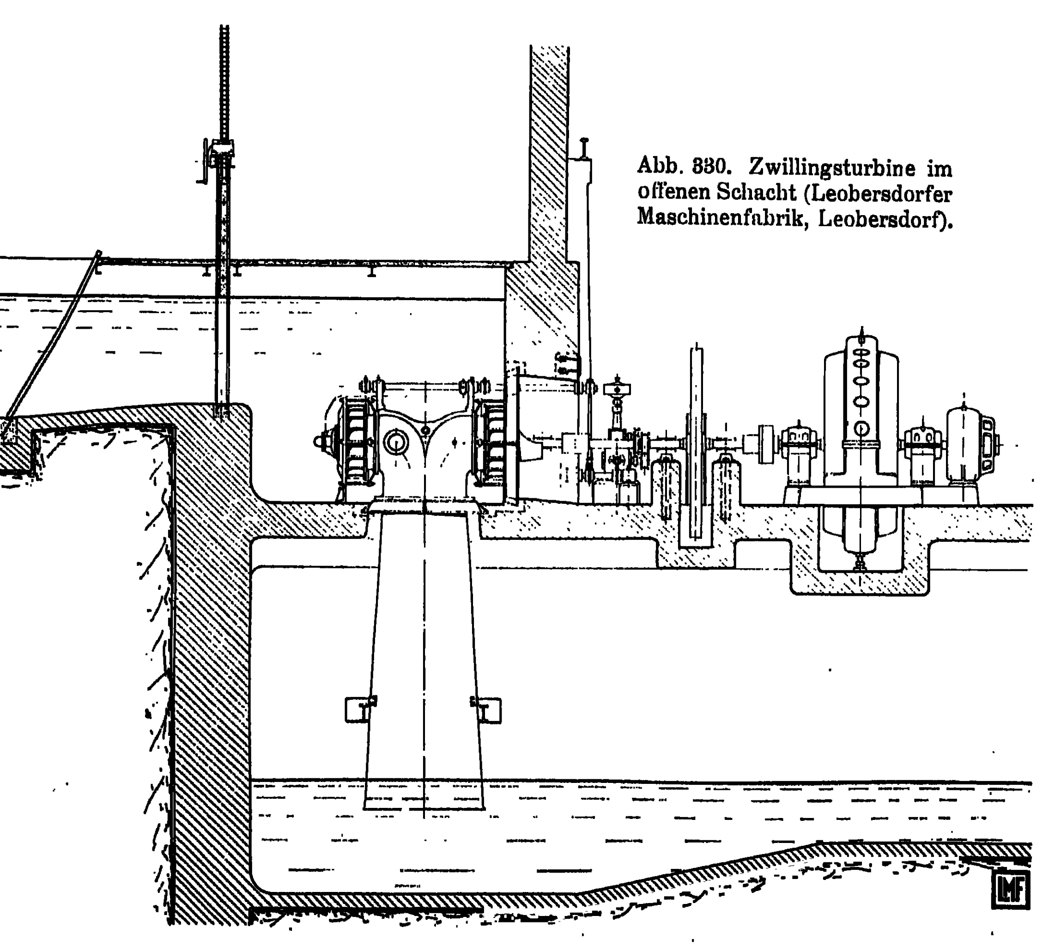


Abb. 330. Zwillingsturbine im offenen Schacht (Leobersdorfer Maschinenfabrik, Leobersdorf).

Den unter a) und b) genannten Zwecken dient die zumeist gebrauchte Anordnung der Turbine mit zwei Rädern, die sogenannte Zwillingsturbine nach Abb. 330 und Taf. 15. Die beiden Räder gießen in entgegengesetzter Richtung in einen T-förmigen Saugkessel aus. Er ist zur Erleichterung der Montierung und Demontierung der Turbine in der Regel nach einer Vertikalebene geteilt.

Bei einigermaßen größeren Einheiten ist der hintere Leitraddeckel durch einen Bock auf das Fundament (Abb. 330) oder durch besondere Distanzstücke gegen das Saugrohr abzustützen, weil sonst die Schaufelbolzen zu stark belastet werden. Dies ist entbehrlich, wenn, wie nach Abb. 331 und 332, das Wasser quer zur Turbinenwelle zuströmt und die örtlichen Verhältnisse es gestatten, auf beiden Seiten Mauerringe anzubringen, wobei dann beide Lager aus dem Wasser herauskommen.

Seltener als die eben beschriebene Zwillingsturbine ist die Anordnung mit zwei Rädern nach Abb. 333 und 334. Hier ist das zwischen den Rädern liegende Lager entweder durch einen Schacht von oben oder durch eine Galerie von der Seite her zugänglich zu machen. Das Gleiche ist der Fall, wenn drei oder vier Räder auf einer Welle sitzen, s. Abb. 335 u. 336, ferner Taf. 17, Abb. 4 u. 5.

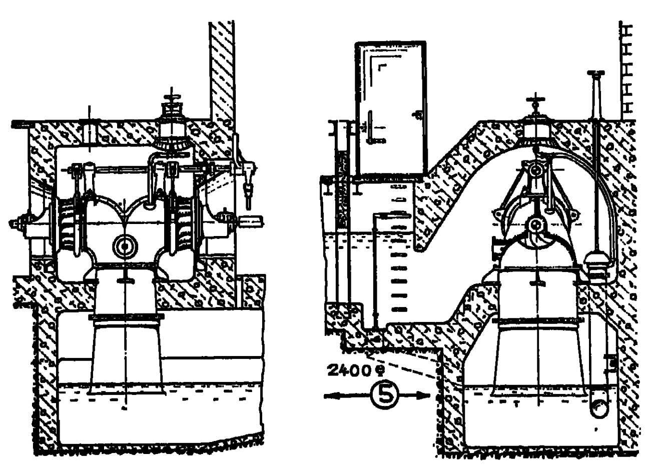
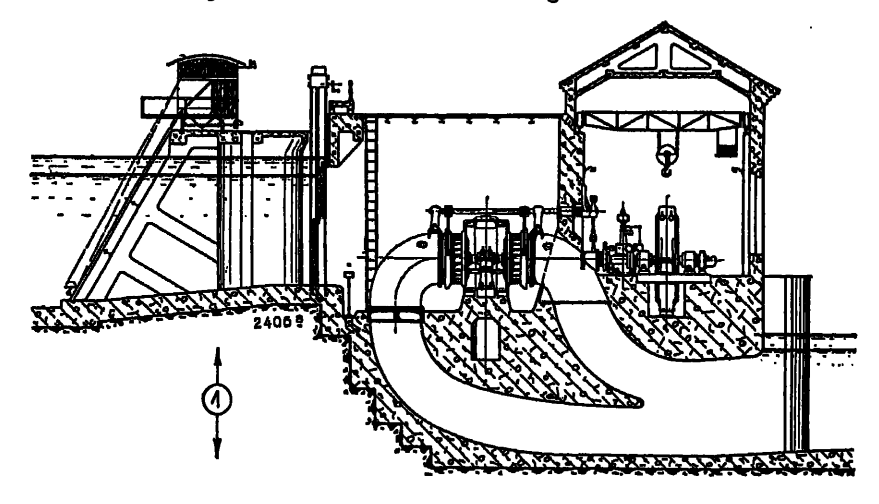


Abb. 331 und 332. Zwillingsturbine mit zwei Mauerringen, Zuströmung quer zur Achse, Heberanordnung (Voith).

Mit den bisher gezeigten Anordnungen wäre der unter c) genannte Zweck nicht erreichbar. Hiezu müssen die einzelnen Räder getrennt voneinander arbeiten können. Eine vollständige Trennung ist nur möglich, wenn jeder Teil für sich vom Oberwasser abgesperrt werden kann. Hiefür genügt die Leitradregulierung nicht, denn diese läßt je nach ihrem Zustand immer mehr oder weniger Wasser durch, das einen ständigen Verlust bedeutet. Die Zuläufe zu den einzelnen Turbinen müssen also vollständig getrennt ausgeführt werden und je durch eine Schütze absperrbar sein. Abb. 337, sowie Taf. 16, Abb. 1 und 2 zeigen Beispiele dieser Art mit einer dreifachen, bzw. zwei einfachen Turbinen, denen das Wasser senkrecht zur Wellenrichtung zuläuft, Abb. 3, Taf. 16 stellt eine ähnliche Turbine mit Zulauf in der Richtung der Welle dar; in den Abb. 1—3, Taf. 17 ist eine derartige Turbine in größerem Maßstabe dargestellt.

Wie in § 74 und 107 näher ausgeführt, ergeben solche Turbinen, wenn sie von der kleinsten Wassermenge an beim Steigen der Zuflußmenge richtig zusammengeschaltet werden, eine sehr günstige und flach verlaufende Wirkungsgradkurve. Besteht z. B. die ganze Turbine aus zwei Einheiten, deren Leistungen sich wie 1 : 2 verhalten, so wird, wenn das einzelne Rad bis zur halben Wassermenge herunter noch guten Wirkungsgrad aufweist, die ganze Turbine bis auf $^1/_6$ ihrer Höchstwassermenge herunter noch gut arbeiten. Diese Anordnung eignet sich daher besonders für Turbinen zum Antrieb von Werkstransmissionen.

Wenn bei mehrfachen Turbinen das Wasser in der Richtung der Achse



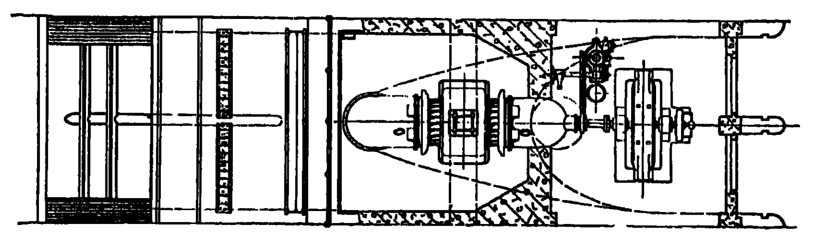
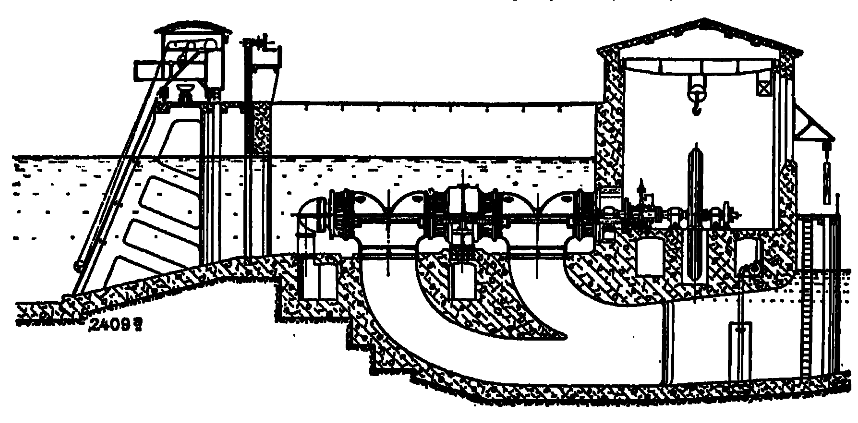


Abb. 333 und 334. Doppelturbine im offenen Schacht, ein Laufrad fliegend; Lager durch Querstollen zugänglich (Voith).



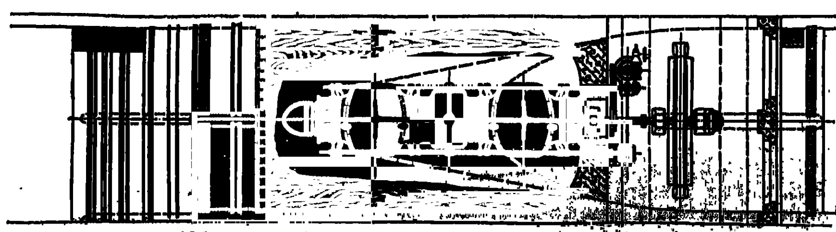


Abb. 335 und 336. Vierfache Turbine (Voith).

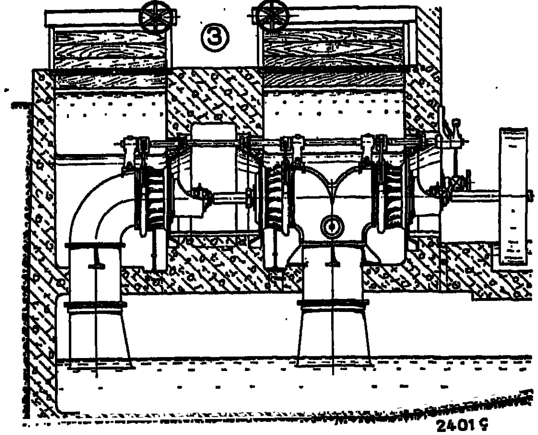


Abb. 337. Zweikammerturbine; jede Kammer durch Schützen abschließbar, Einzelturbinen unabhängig voneinander zu betreiben, günstige Wirkungsgradkurve (Voith).

zu- und abgeführt wird, entstehen gewöhnlich recht ausgedehnte tiefliegende Fundamente, die das Werk erheblich verteuern. Besonders so lange es sich um nicht mehr als zwei Maschinengruppen in einem Werk handelt, ergibt die Querstellung der Welle zur Fließrichtung in dieser Hinsicht günstigere Verhältnisse. Turbinen dieser Art sind schon vor 1900 ausgeführt worden; doch gebührt Hallinger[1] das Verdienst, zum erstenmal scharf auf den eben genannten Unterschied der beiden Anordnungen hingewiesen und eine Anzahl origineller Vorschläge für den Einbau quer gestellter Turbinen gemacht zu haben, s. Abb. 338.

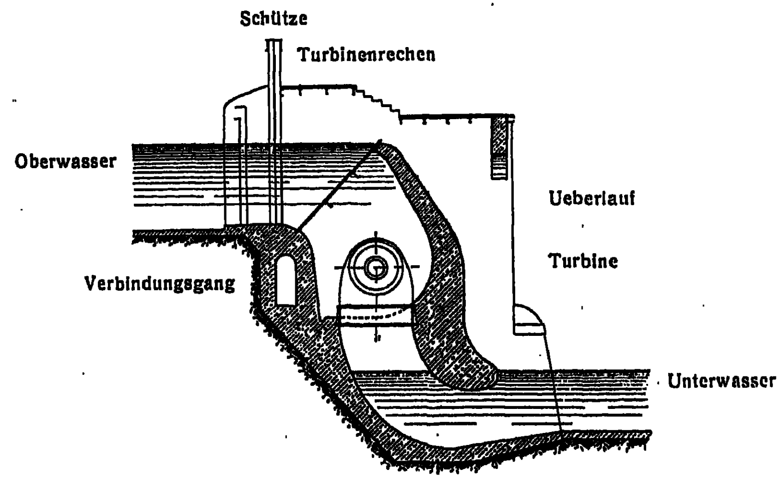


Abb. 338. Turbinenaufstellung nach Hallinger.

§ 72. Die geschlossene Turbine mit stehender Welle.

In der Regel kommt das Spiralgehäuse zur Anwendung, nicht nur weil es weniger Verluste ergibt als die Kessel, sondern auch, weil Regulierung, Leit- und Laufrad bei ihm besser zugänglich sind. Ausführungen dieser Art s. Abb. 339[2], ferner Taf. 18, 19 und 20. Die Einzelelemente dieser Turbinen sind schon besprochen, es genügt wieder, hier noch auf einige Besonderheiten im Bau und in der Montierung aufmerksam zu machen.

[1] Siehe z. B. Hallinger: Aufstellung liegender Wasserturbinen, München 1913.

[2] E. Seitz: Neuere bemerkenswerte Wasserturbinen-Konstruktionen und Umbauten. EWC-Mitteilungen, März 1928.

Das Spiralgehäuse erhält gewöhnlich ziemlich große Außenabmessungen. Es wird, da es während der Gebrauchsdauer der Turbine kaum je demontiert werden muß, gewöhnlich halb in Beton eingebettet oder an einzelnen Punkten auf Pratzen gelagert. Da bei großen Einheiten auch die unterhalb liegenden Teile, also Stopfbüchsen und Lager der Schaufelbolzen, sowie der oberste Teil des Saugrohrs zugänglich sein sollten, wird zum mindesten eine hiezu dienende Aussparung im Beton vorgesehen (s. Taf. 18 bis 20). Um das Laufrad ausbauen zu können, ohne den darüber liegenden schweren Generator demontieren zu müssen, ist dafür zu sorgen, daß der oberste Saugrohrteil leicht entfernt werden kann. Er wird zu diesem Zweck am unteren Ende oft als eine Art Degenrohr ausgebildet, s. Taf. 18, Abb. 1 und 6.

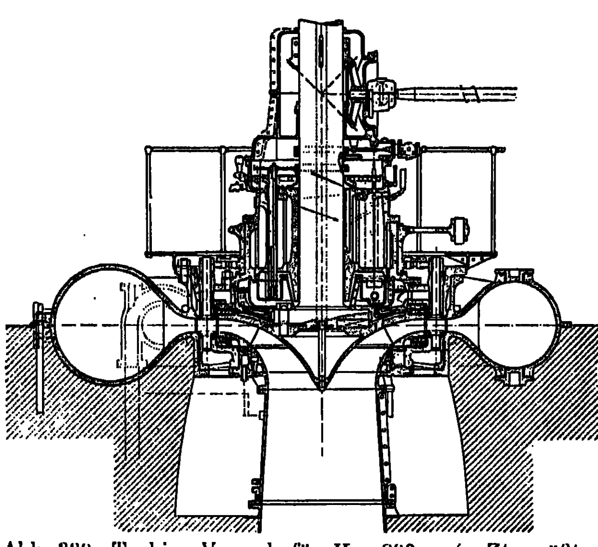


Abb. 339. Turbine Vemork für $H = 290$ m (z. Zt. größtes bei Francisturbinen angewandtes Gefälle); $N = 17500$ PS; $n = 600$/min; $n_s = 66{,}5$. (Escher Wyss & Cie.)

Sollen Teile des Generators auf die Turbine abgestützt werden, so ist zu beachten, daß das Gehäuse gegenüber Kräften in Richtung der Turbinenachse für sich allein nicht sehr widerstandsfähig ist; die Übertragung geschieht also besser durch besondere Stützen oder durch den Stützschaufelring der Spirale.

Das erste Halslager ist möglichst nahe an das Laufrad heranzubringen.

§ 73. Die geschlossene Turbine mit liegender Welle.

Bei geschlossenen Turbinen ist das Gefälle in der Regel ausreichend, um Turbine und angetriebene Maschine auch bei liegender Welle vollständig hochwasserfrei aufstellen zu können. Bei großer Wassermenge und mittlerem Gefälle erhält zumeist jede Turbine ihre eigene Leitung. Die Rohrzuführung wird dann am einfachsten für die Stirnkesselturbine; diese steht unmittelbar auf dem ersten Fußboden über dem Unterwasser, ein Zwischengeschoß für die Leitung ist entbehrlich.

Bei der Spiralturbine muß, wenn die unschöne Rohrzuführung von oben vermieden werden soll, die Rohrleitung in der Regel unter 45° oder 90° von unten anschließen. Sie verlangt fast immer ein besonderes Stockwerk für sich, wodurch die Turbine hoch über den Unterwasserspiegel zu stehen kommt und die Saughöhe groß wird.

Außerdem macht bei einfachen Turbinen von mittlerer spezifischer Drehzahl der Ausgleich des Axialschubes Schwierigkeiten; vielfach muß zu dessen Aufnahme ein besonderes Spurlager angeordnet werden.

Dagegen sind bei dieser Anordnung Turbine und angetriebene Maschine sehr gut zugänglich und beide leicht bedienbar. Nach Abwägung all' dieser

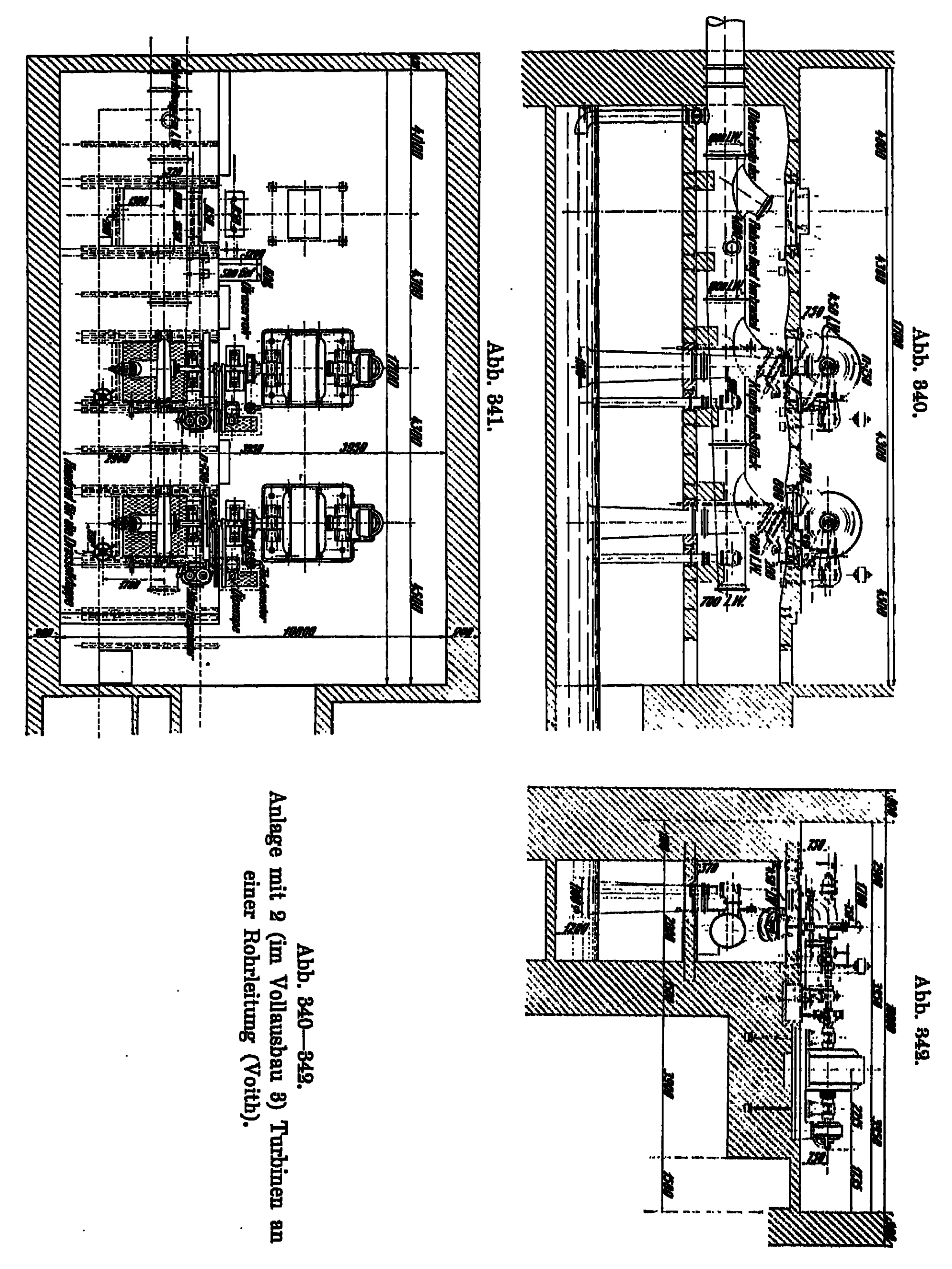


Abb. 341.

Abb. 340.

Abb. 342.

Abb. 340—342. Anlage mit 2 (im Vollausbau 3) Turbinen an einer Rohrleitung (Voith).

Gründe für und gegen die liegende Welle kommt man heute dazu, diese in der Hauptsache bei hohen Gefällen und vergleichsweise kleinen Wassermengen, besonders beim Anschluß mehrerer Turbinen an ein und dieselbe

Rohrleitung vorzuziehen (s. Abb. 340—342), während Einheiten von sehr großer Leistung fast ausschließlich mit stehender Welle ausgeführt werden.

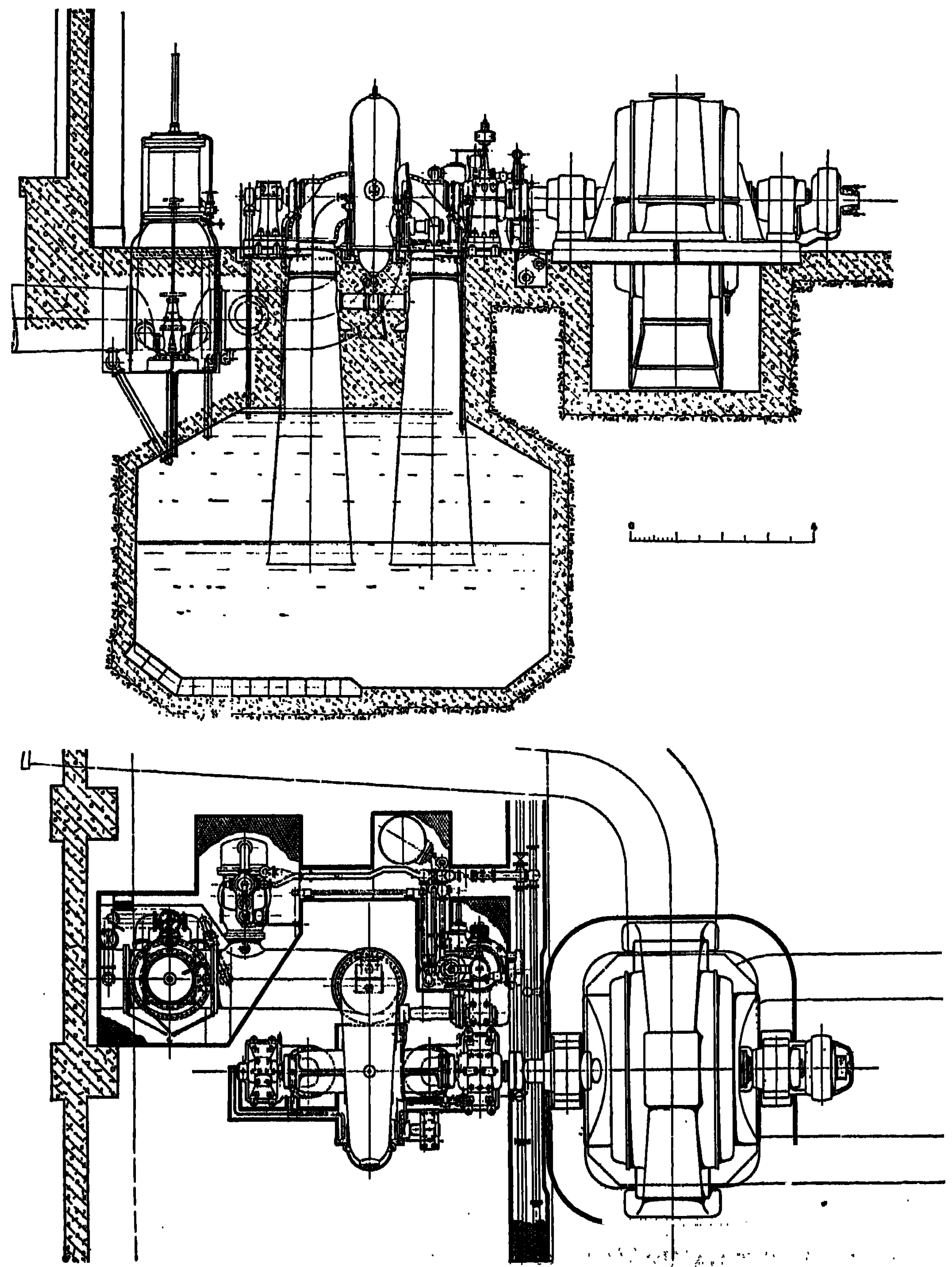


Abb. 343 und 344. Doppel-Spiralturbine des Walchensee-Kraftwerkes (Voith).

Auf Taf. 21—28 sind eine Anzahl typischer Beispiele von Spiralturbinen mit liegender Welle mit den wichtigsten Einzelheiten aufgeführt.

Kesselturbinen werden in der Regel in Zwillingsanordnung gebaut, doch finden sich auch solche mit nur einem Rad; Taf. 29, Abb. 1—4 zeigt eine ältere Ausführung dieser Art.

Bei der mehrfachen Spiralturbine sind zwei Ausführungen üblich: die Doppelturbine, Abb. 343 und 344, sowie Taf. 26, mit zwei mit dem Rücken zusammenstoßenden Laufrädern, zwei getrennten Saugrohren und einem Spiralgehäuse und sodann die Zwillingsturbine, Abb. 345, sowie Taf. 27, mit zwei getrennten Spiralgehäusen und gemeinsamem Saugrohr.

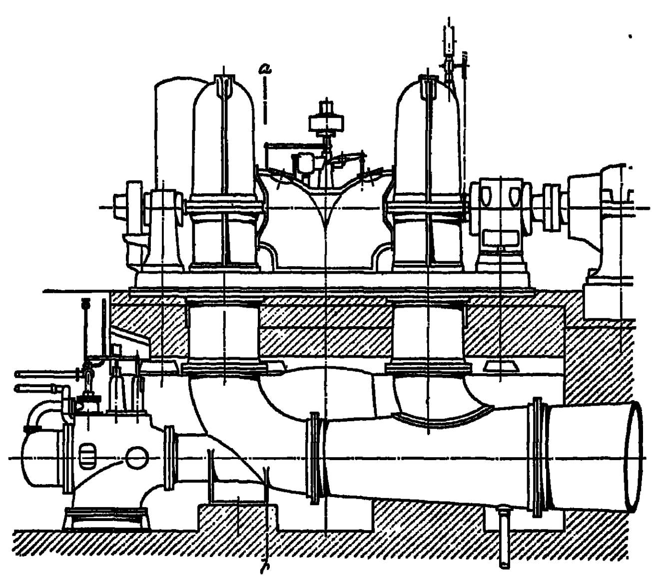


Abb. 345. Zwillings-Spiralturbine von 11400 PS des Kraftwerkes Inawashiro (Voith).

Da die Spirale, besonders bei hohen Drücken teuer ist, im Preis jedenfalls höher zu stehen kommt als ein zweiter Saugkrümmer samt Untersatz, so ist die erstgenannte Lösung mit nur einem Spiralgehäuse in der Regel billiger als die zweite. Sie hat jedoch zwei Nachteile: einmal wird die Welle stets ziemlich lang und damit der Lagerabstand groß. Sollen die Durchbiegung der Welle in deren Mitte und die damit verbundene Veränderung der Radspalte auf dem Umfang nicht unzulässig groß werden, so muß die Welle sehr kräftig gebaut sein; jedenfalls ist die Durchbiegung durch Rad- und Eigengewicht stets nachzuprüfen. Sodann wird bei Rädern von hoher spezifischer Drehzahl der zwischen Saugkrümmer und Spirale für die Regulierung verfügbare Raum sehr klein. Die beiden genannten Nachteile bringen es mit sich, daß bei kleineren Gefällen und großen Wassermengen die zweite Lösung mit zwei Spiralgehäusen vorgezogen wird. Diese ist zwar teurer, allein die einzelnen Spiralen werden dann nicht so groß und die Welle ist so nahe an den Rädern gelagert, daß die Durchbiegung sich nicht schädlich auswirkt.

Im übrigen wird, wie bei den offenen Turbinen, auch hier mehr und mehr die Einradturbine mit stehender Welle bevorzugt. Eine weitere Möglichkeit, zwei Räder auf einer Welle wirken zu lassen, ist meines Wissens zuerst von Escher Wyss & Cie. in der Anlage Tremp[1] ausgeführt worden (Abb. 346).

[1] A. Huguenin, Die Wasserkraftanlagen Tremp und Seros. Schw. Bauzeitg. 1917/I, S. 151 u. f.

Taf. 28 zeigt eine ähnliche Turbine von Ganz-Danubius für das Elektrizitätswerk Almissa. Die Turbine besteht aus zwei einfachen Turbinen, zwischen denen der Generator sitzt. Auf dessen Welle sind die beiden Turbinenräder fliegend befestigt, so daß die ganze Gruppe der drei Maschinen nur zwei Lager enthält. Der mechanische Wirkungsgrad wird dadurch ein sehr guter, allerdings können die Erregermaschinen nicht mehr unmittelbar an den Generatoren angebracht werden. Sie werden in der Regel durch besondere Motoren oder Turbinen angetrieben. Ganz-Danubius hat in Almissa das Problem des Erregerantriebes durch eine kleine, an die Hauptwelle gekuppelte und durch einen der Krümmer führende Welle gelöst.

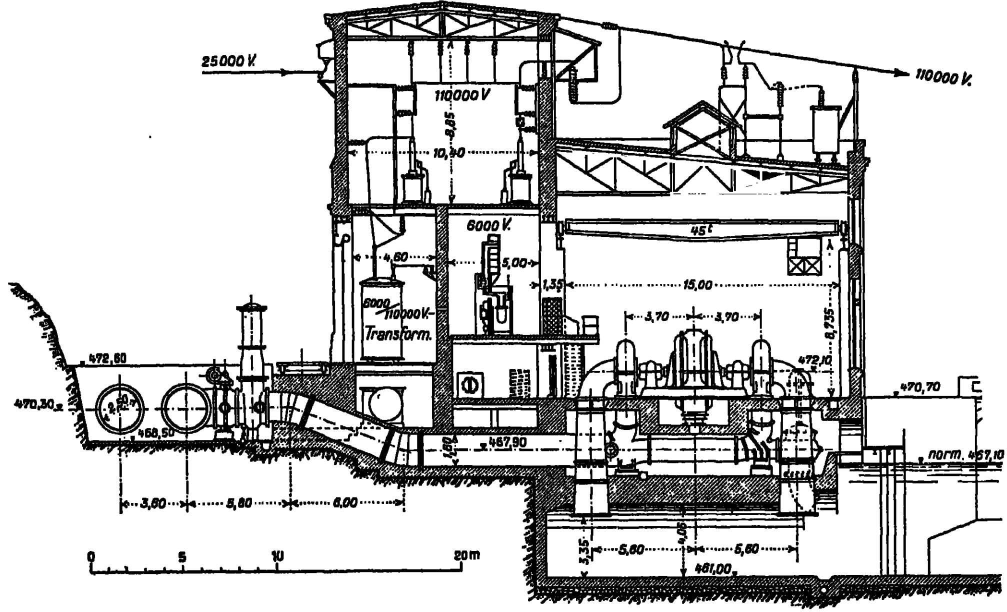


Abb. 346. Anlage Tremp (Querschnitt), Ausführung Escher Wyss & Cie.

Die Hauptwelle ist durchbohrt und mit Öffnungen versehen, durch die die beiden Saugkrümmer in Verbindung miteinander stehen. Es wird dadurch nicht nur ein ungleiches Ansaugen vermieden, sondern gleichzeitig eine ausgiebige Zapfenkühlung erreicht.

§ 74. Betriebseigenschaften und Betriebsführung.

Maßgebend für die Betriebseigenschaften im ganzen genommen ist das Verhalten der Turbine bei veränderter Drehzahl unter Konstanthaltung des Gefälles, bei veränderlichem Gefälle und konstanter Drehzahl, bei konstantem Gefälle und konstanter Drehzahl, jedoch veränderlicher Einstellung des Regulierorganes und schließlich bei gleichzeitiger Veränderlichkeit von mehreren oder allen Betriebsgrößen.

Die Grundlagen der hier anzustellenden Rechnungen sind schon im ersten Teil dieses Buches unter Ziff. V—VI gegeben, allerdings nur bezogen auf den Mittelwert der Geschwindigkeiten in einem Querschnitt des Leit-

oder Laufradkanals. Wenn die so erhaltenen Ergebnisse auch den Hauptcharakter einer Turbine und ihr voraussichtliches Verhalten im Betrieb recht gut erkennen lassen, so ist doch durch die Anwendung der in § 16 bis 38 und 48 gezeigten Verfeinerung der Rechnung eine weitere Annäherung der Ergebnisse an die Wirklichkeit möglich. Der Rechnungsgang soll hier nicht wiederholt werden, es wird genügen, eine Anzahl Versuchsergebnisse und ihre Darstellung kurz aufzuführen.

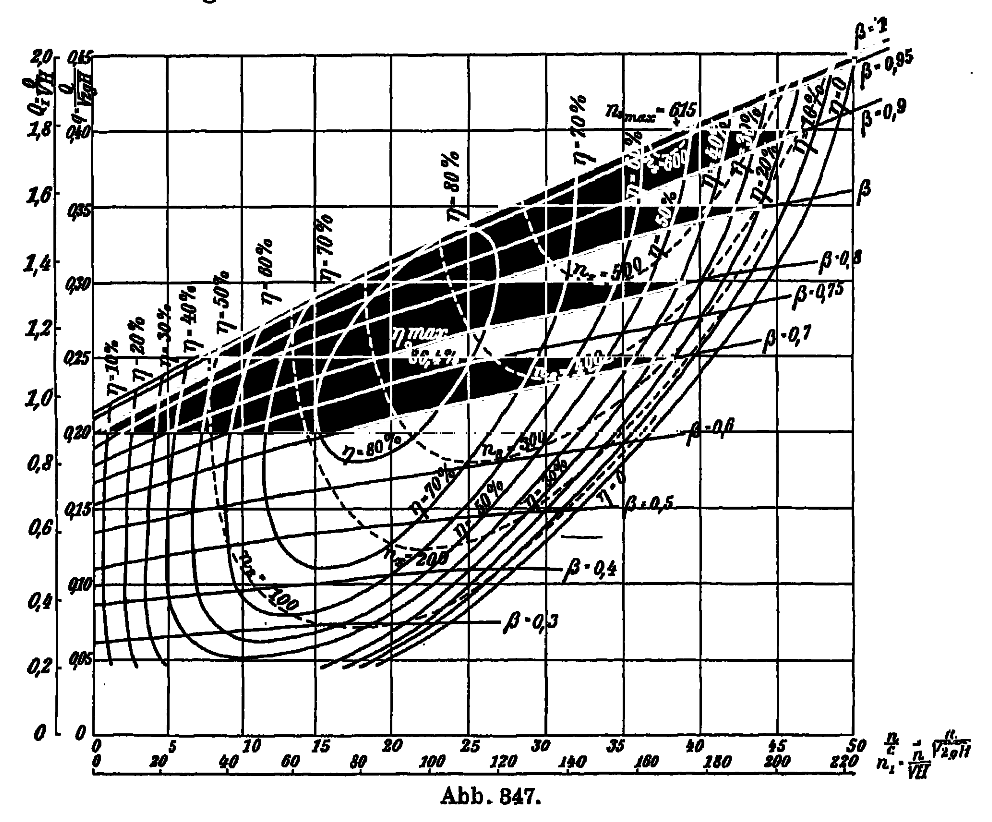


Abb. 347.

Als vollständigstes Darstellungsmittel ist bekanntlich das Feld der Kennlinien (Muschelkurven) anzusprechen, bestehend aus den Linien gleichen Wirkungsgrades, aufgetragen in einem ebenen Koordinatensystem Q, n oder davon abgeleiteten Werten. Als solche kommen für Q (gewöhnlich als Ordinate aufgetragen)

$$\frac{Q}{D^2\sqrt{H}} \quad \text{oder} \quad \frac{Q}{D^2\sqrt{2gH}},$$

als solche für n die Funktionen

$$\frac{nD}{\sqrt{H}} \quad \text{oder} \quad \frac{nD}{\sqrt{2gH}}$$

in erster Linie in Frage. Die Benützung dieser abgeleiteten Größen hat den Vorteil, daß die Darstellung nicht nur für eine einzelne Turbine, sondern, bis auf kleine Abweichungen (infolge der verschiedenen Abmessungen) für die ganze

Reihe gleichartiger Räder gilt. Das Bild kann durch die Angabe der Linien gleicher Öffnungen (des Leitrades), gleicher Drehmomente, oder auch gleicher spezifischer Drehzahlen n_s vervollständigt werden (s. Abb. 347). Schneidet man die Wirkungsgradkurven durch eine Vertikale, so erhält man die Wirkungsgradwerte bei konstantem Gefälle und konstanter Drehzahl, jedoch veränderlicher Wassermenge; trägt man die durch eine der Öffnungskurven herausgeschnittenen Wirkungsgradpunkte in Funktion der Abszissen auf, so erhält man den Verlauf des Wirkungsgrades bei konstantem Gefälle, konstanter Leitradöffnung und veränderlicher Drehzahl. Die Abb. 348—350 zeigen die Zusammenstellung solcher

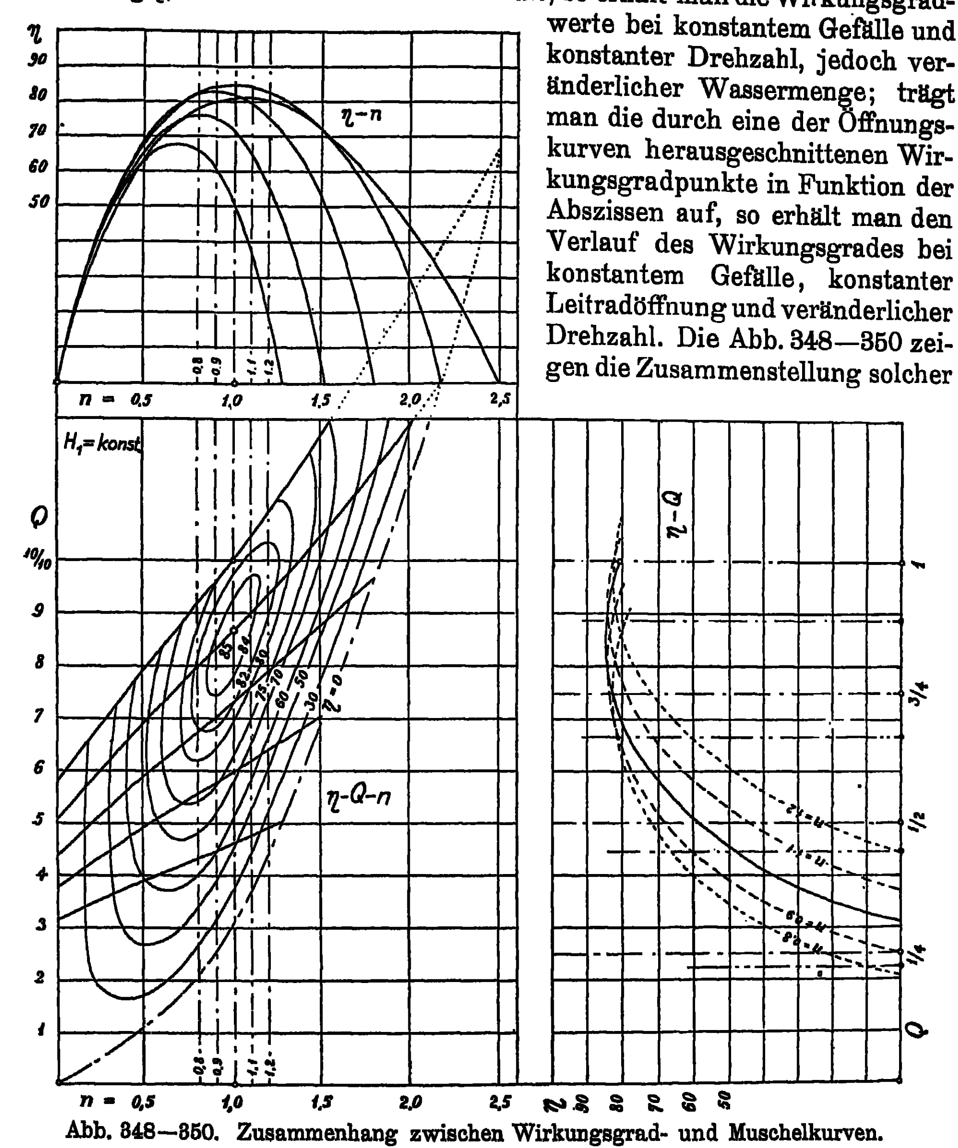


Abb. 348—350. Zusammenhang zwischen Wirkungsgrad- und Muschelkurven.

Wirkungsgradkurven nach Büchi (s. Fußnote S. 257). Da die spezifischen Umfangsgeschwindigkeiten bei konstanter Drehzahl und veränderlichem Gefälle mit diesem bekanntlich durch die Beziehung

$$\frac{u}{u_a} = \sqrt{\frac{H_a}{H}}$$

verknüpft sind (H_a = Gefälle, für das $u = u_a$ ist, und die übrigen Betriebs-

größen bekannt sind, s. I. Teil), so läßt sich aus den Kurven bei veränderlicher Drehzahl und konstantem Gefälle ohne weiteres auch auf diejenigen bei veränderlichem Gefälle und konstanter Drehzahl schließen. Ist der Zusammenhang zwischen Gefälle und Wassermenge einer Turbine z. B. durch die entsprechenden Jahreskurven der Anlage bekannt, so läßt sich die zugehörige Betriebskurve leicht in das Kennlinienfeld eintragen. Abb. 351 und 352 zeigen das Verfahren, angewendet auf eine Anlage mit drei gleichen Turbinen.

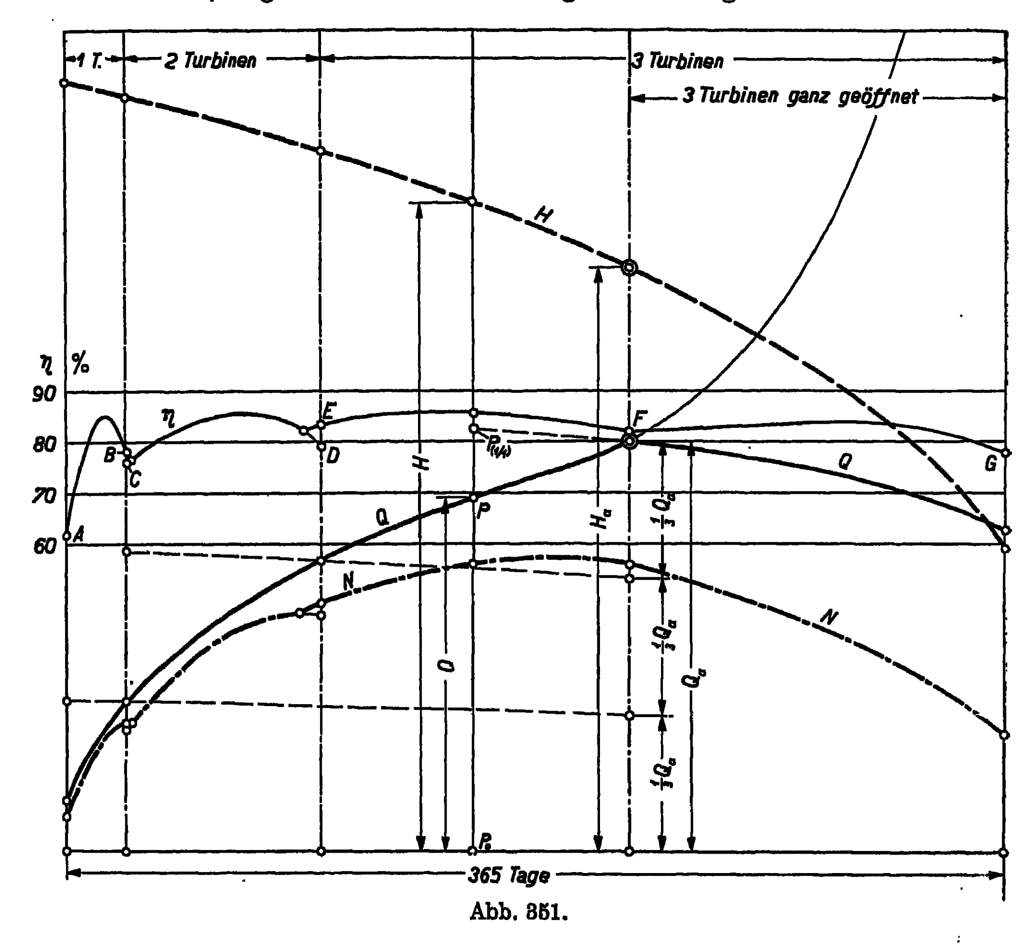


Abb. 351.

Die Wassermengendauerlinie Q in Abb. 351 (Wassermengen der Größe nach geordnet für ein Jahr aufgetragen) sei für die Anlage bekannt, ebenso die zugehörige Gefällslinie H. Als Punkt größten Ausbaues sei der auf der Ordinate durch F gelegene, entsprechend der Wassermenge Q_a bei dem Gefälle H_a angenommen. Die drei Turbinen sind bei diesen Werten ganz geöffnet. Die Einstellung bleibt auch bei größerer Wasserführung des Flusses und sinkendem Gefälle erhalten.

Im Wirkungsgradfeld der gewählten Turbine, Abb. 352, entspreche der Punkt F der vollen Öffnung beim Gefälle H_a und der als konstant vorausgesetzten Drehzahl ($u/u_a = 1$). Der Wirkungsgrad bei Wassermengen größer

als Q_a und Gefällen kleiner als H_a findet sich in Abb. 352, indem man zunächst die Abszisse

$$\frac{u}{u_a} = \sqrt{\frac{H_a}{H}}$$

bestimmt und auf der entsprechenden Ordinate den Schnittpunkt mit der Öffnungskurve, hier β_{max}, aufsucht. Gleichzeitig findet man die Veränderung

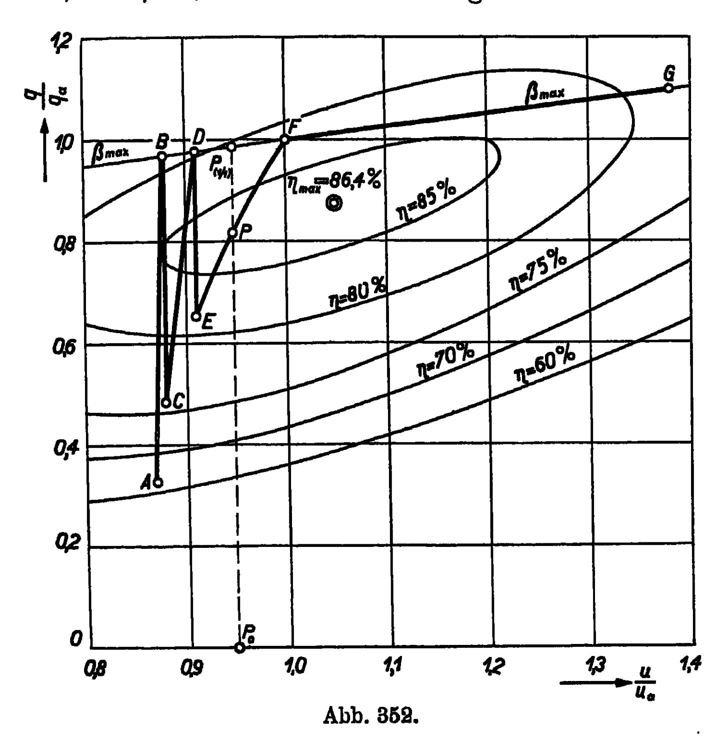


Abb. 352.

der spezifischen Wassermenge q im Verhältnis zu q_a und damit die durch die Turbine gehende Wassermenge nach Gl. 14

$$Q = Q_a \frac{q}{q_a} \sqrt{\frac{H}{H_a}}$$

und die Leistung nach Gl. 15

$$N = N_a \frac{q}{q_a} \frac{\eta}{\eta_a} \left(\frac{H}{H_a}\right)^{3/2}.$$

So bestimmen sich beispielsweise die Betriebswerte für den Punkt G.

Für Betriebspunkte, in denen die vorhandene Wassermenge kleiner ist als die, die von den ganz geöffneten Turbinen verarbeitet werden könnte, ist zunächst die Öffnung der letzteren festzustellen, bei denen sie gerade die vorhandene Wassermenge verarbeiten. Zu diesem Zweck zeichnen wir die Q-Kurven, wie eben erklärt, unter Benützung der Gleichung

$$Q = Q_a \frac{q}{q_a} \sqrt{\frac{H}{H_a}}$$

nach rückwärts auf (in Abb. 351 schwach gestrichelt). Sind die Werte η und

N für einen in Abb. 351 angenommenen Betriebspunkt P zu bestimmen, so findet sich zunächst das Öffnungsverhältnis als

$$\frac{\overline{P_0 P}}{\overline{P_0 P_{1/1}}},$$

das Verhältnis der Umfangsgeschwindigkeiten aus

$$\frac{u}{u_a} = \sqrt{\frac{H_a}{H}}.$$

Diese Koordinaten bestimmen in Abb. 352 den Betriebspunkt P und damit den Wirkungsgrad. Die Leistung kann dann ebenfalls berechnet werden.

Da, wo die fein gestrichelten Linien in Abb. 351 die Wassermengendauerlinie Q schneiden, liegen Umschaltpunkte; bei dem ersten von rechts vermögen schon 2 der 3 Turbinen die vorhandene Wassermenge zu verarbeiten; beim zweiten Schnittpunkt genügt eine Maschine allein.

Der Kurvenzug A—G in Abb. 352 gibt den ganzen Verlauf des Wirkungsgrades der Turbine, die zwischen A und B allein, zwischen C und D mit einer zweiten und von E—G mit beiden andern zusammenarbeitet. Im Falle des Zusammenarbeitens mehrerer Maschinen sind diese je gleichbelastet angenommen.

Wie später gezeigt werden wird, wählt man als Umschaltpunkte statt B, D noch besser die Schnittpunkte der η-Kurven (s. § 107).

Die Leistungskurve N kann nun aufgezeichnet und die Jahresarbeit $\int_0^{365} N\,dt$ durch graphische Integration bestimmt werden.

Ist das Gefälle konstant, so werden die gestrichelten Kurven in Abb. 351, die den Wassermengen bei voller Öffnung der Turbinen entsprechen, zu horizontalen Geraden, in Abb. 352 liegen dann alle Punkte A—G auf einer Vertikalen.

Das Kennlinienfeld ist, wie schon im I. Teil des Buches ausgeführt, je nach der Größe der spezifischen Drehzahl der Turbine recht verschieden. Die Wassermenge von Turbinen mit kleinem n_s nimmt bei steigender Drehzahl ab; zumeist hat die Wassermengenkurve ein Maximum, das bei den kleinsten, heute ausgeführten spezifischen Drehzahlen bei etwa dem halben Wert der normalen Drehzahl liegt. Bei Turbinen mittlerer spezifischer Drehzahl weichen diese Kurven von Horizontalen nicht allzu sehr ab, während sie mit Erhöhung der spezifischen Drehzahl sich immer mehr aufrichten. Gleichzeitig drücken sich die Wirkungsgradkurven auf den Ordinaten mehr und mehr zusammen und dehnen sich in der Richtung der Öffnungskurven des Leitrades aus. Dies entspricht der bekannten Tatsache, daß bei Turbinen mit festen Laufradschaufeln, aber beweglichen Leitschaufeln, die in Funktion der Wassermenge aufgetragene Wirkungsgradkurve um so steiler verläuft, d. h. um so spitzer ausfällt, je höher die spezifische Drehzahl der Turbine ist. Gleichzeitig kann aus dieser Form die weitere Tatsache abgelesen werden, daß die Turbinen hoher spezifischer Drehzahl gegen Erhöhung der absoluten Drehzahl oder, was auf das Gleiche herauskommt, gegen Verkleinerung des Gefälles viel weniger empfindlich sind, als Turbinen kleiner und mittlerer spezifischer Drehzahl. Da bei den Schnelläufern die spezifische Wassermenge mit steigender Drehzahl oder abnehmendem Gefälle ansteigt, werden die eben genannten Vorteile dieser Turbinen bei veränderlichem Gefälle weiter verstärkt.

Der Kaplan-Turbine mit beweglichen Leit- und Laufschaufeln entspricht natürlich auch in dieser Darstellung ein gegenüber der Propellerturbine erheblich verändertes Bild. Während, wie gesagt, bei der letzteren die Wirkungsgradkurven in vertikaler Richtung zusammengequetscht erscheinen, dehnen sie sich bei der Kaplan-Turbine auch in dieser Richtung stark aus und ergeben so ein gutes Bild der Unempfindlichkeit dieser Turbine gegen jedwelche Veränderung der Betriebsbedingungen. Die Abb. 353—355 nach **Büchi**[1] zeigen die eben besprochenen Ergebnisse in übersichtlicher graphischer Zusammenstellung.

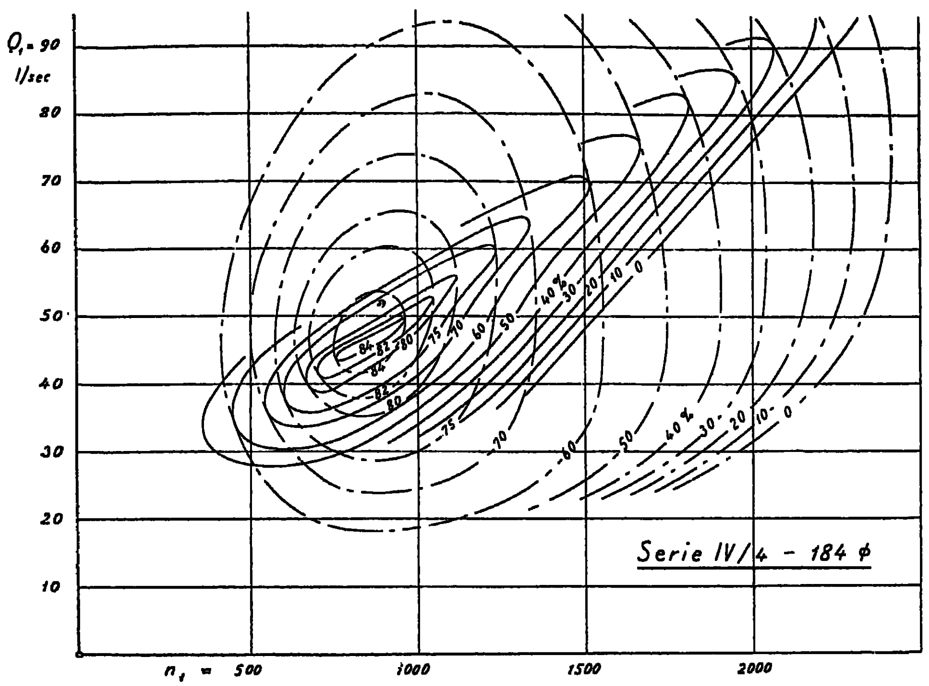


Abb. 353. Kennlinien des Modellrades einer Kaplanturbine (——·——) und einer Propellerturbine (———) oder der Kaplanturbine bei konstant gehaltener Laufradstellung.

Es sei an dieser Stelle, wie schon im ersten Teil dieses Buches geschehen, darauf hingewiesen, daß außer der eigentlichen Kaplan-Turbine mit beweglichen Leitrad- und ebensolchen Laufradschaufeln einerseits und der Propellerturbine üblicher Bauart anderseits noch eine weitere Type möglich ist, die unter entsprechenden Umständen ebenfalls bauwürdig erscheint: die Turbine mit festen Leitrad- und beweglichen Laufradschaufeln. Hinsichtlich der Betriebskurven stellt sie ein Bindeglied zwischen Kaplan- und Propellerturbine dar. Der Verlauf des Wirkungsgrades ist erheblich günstiger als bei der Propellerturbine und erreicht etwa das bei sehr günstigen Francisturbinen erzielte Ergebnis.

[1] Siehe **Büchi**: Funzionamento e costruzione in serie delle turbine idrauliche a reazione. Milano 1927 und **Büchi**: Le turbine idrauliche ad elica ed i problemi connessi. Milano 1930.

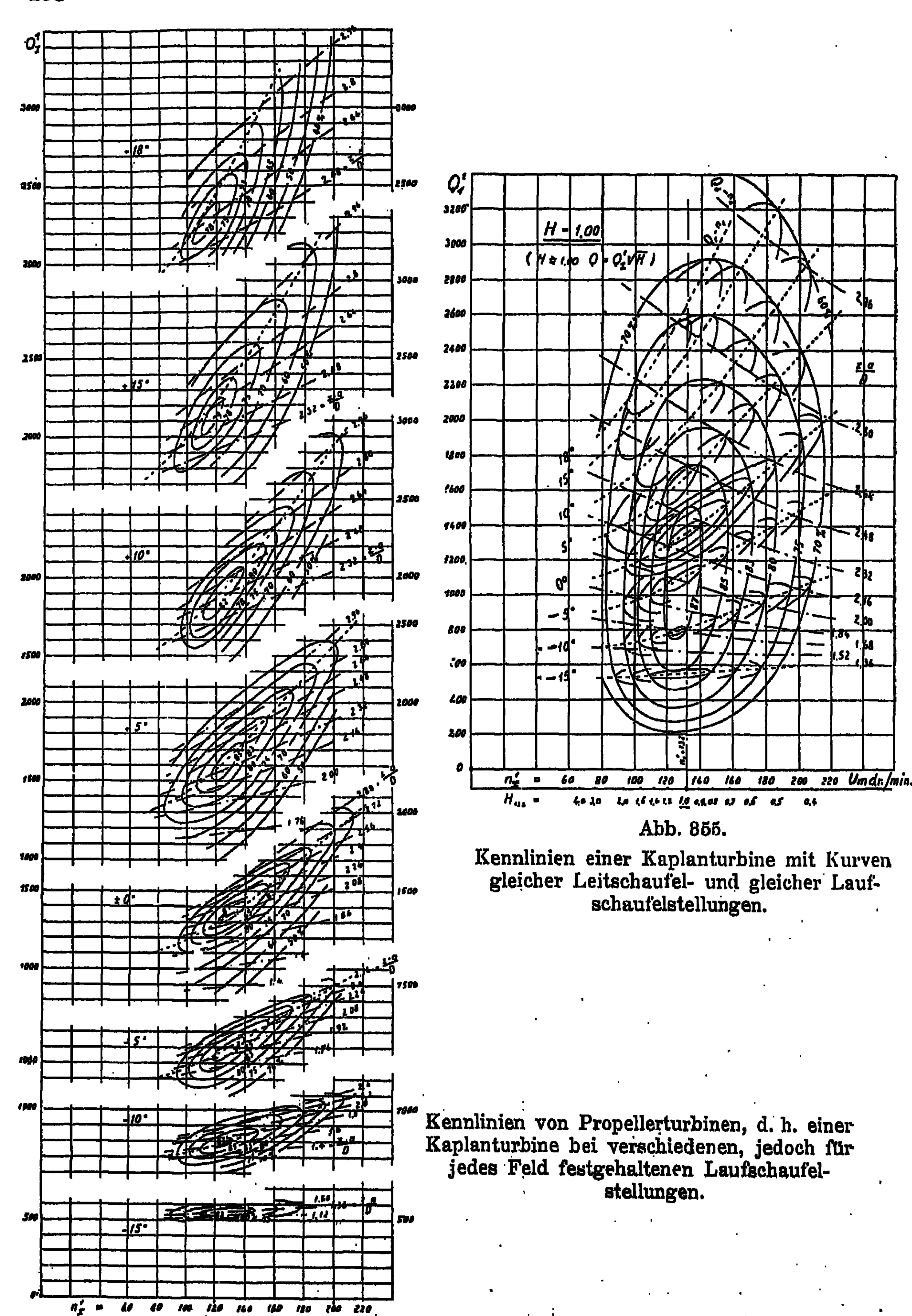


Abb. 355.

Kennlinien einer Kaplanturbine mit Kurven gleicher Leitschaufel- und gleicher Laufschaufelstellungen.

Kennlinien von Propellerturbinen, d. h. einer Kaplanturbine bei verschiedenen, jedoch für jedes Feld festgehaltenen Laufschaufelstellungen.

Abb. 354.

Die Bestätigung ist ohne weiteres aus Versuchen an einer Kaplan-Turbine zu erhalten, sei es unmittelbar, wenn diese bei verschiedenen, jedoch während einer Versuchsreihe konstant gehaltenen Leitradstellungen und veränderlicher Laufschaufelneigung untersucht wird, sei es mittelbar aus Versuchskurven, die bei verschiedenen Laufschaufelstellungen und jeweils veränderlicher Leitschaufelstellung erhalten worden sind.

Die in Abb. 356 gezeichneten Versuchskurven wurden an einem Modellrad erhalten. Sie selbst, wie auch die später daraus abgeleiteten Wirkungsgradkurven würden bei heutigen Großausführungen entsprechend höher liegen.

Die ausgezogenen, mit η_1, η_2, $\eta_3 \cdots\cdots \eta_8$ bezeichneten Linien sind Wirkungsgradkurven, die je bei einer festen Laufschaufelstellung 1

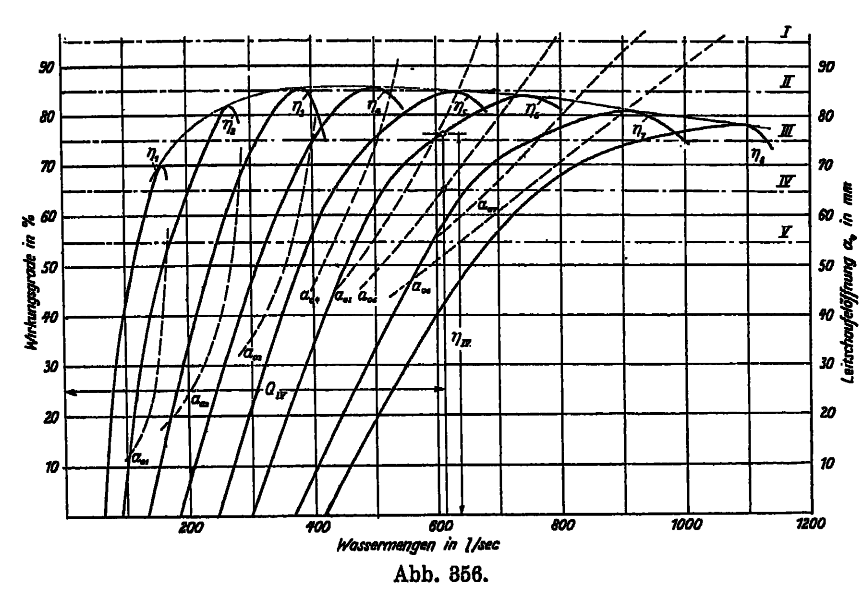


Abb. 356.

oder 2 oder 3 usw. und veränderlicher Leitschaufelstellung erhalten wurden. Die Umhüllungskurve ergibt den Wirkungsgrad der Kaplanturbine bei günstigster Kuppelung zwischen Leit- und Laufrad.

Die Wirkungsgradkurve einer Turbine von bestimmter, fester Leitradstellung und veränderlicher Laufschaufelstellung wird nun aus den Versuchskurven der Kaplanturbine erhalten, indem man auf den Öffnungskurven (a) in Abb. 356 die Punkte gleicher Ordinaten, z. B. die auf den Horizontalen I, II usw. gelegenen aufsucht und von ihnen senkrecht zu den zugehörigen η-Kurven geht. Das Verfahren ist für die Leitradstellung IV und die Laufradstellung 6 (a_6 und η_6) angedeutet. Die Fortsetzung findet sich in Abb. 357. Die hier gezeichneten Wirkungsgradkurven entsprechen denen einer Turbine mit festen Leit- und drehbaren Laufschaufeln. Die Kurven I bis V gehören immer je einer bestimmten, von Kurve zu Kurve geänderten Stellung der Leitschaufeln an.

Die Wirkungsgradkurven in Abb. 357 sind zwar nicht so gut wie die der eigentlichen Kaplanturbine, aber doch sehr viel besser wie die Kurven $\eta_1 - \eta_8$ in Abb. 356, d. h. die einer gleichartigen Propellerturbine.

Einen guten Anhaltspunkt für die Beurteilung der in Vergleich gezogenen Systeme gibt auch Abb. 358; sie zeigt die Wirkungsgradkurven einer Anlage von drei Einheiten, die stets möglichst günstig[1] miteinander gekuppelt sind. Die oberste Kurve entspricht der Kaplanturbine, die zweite

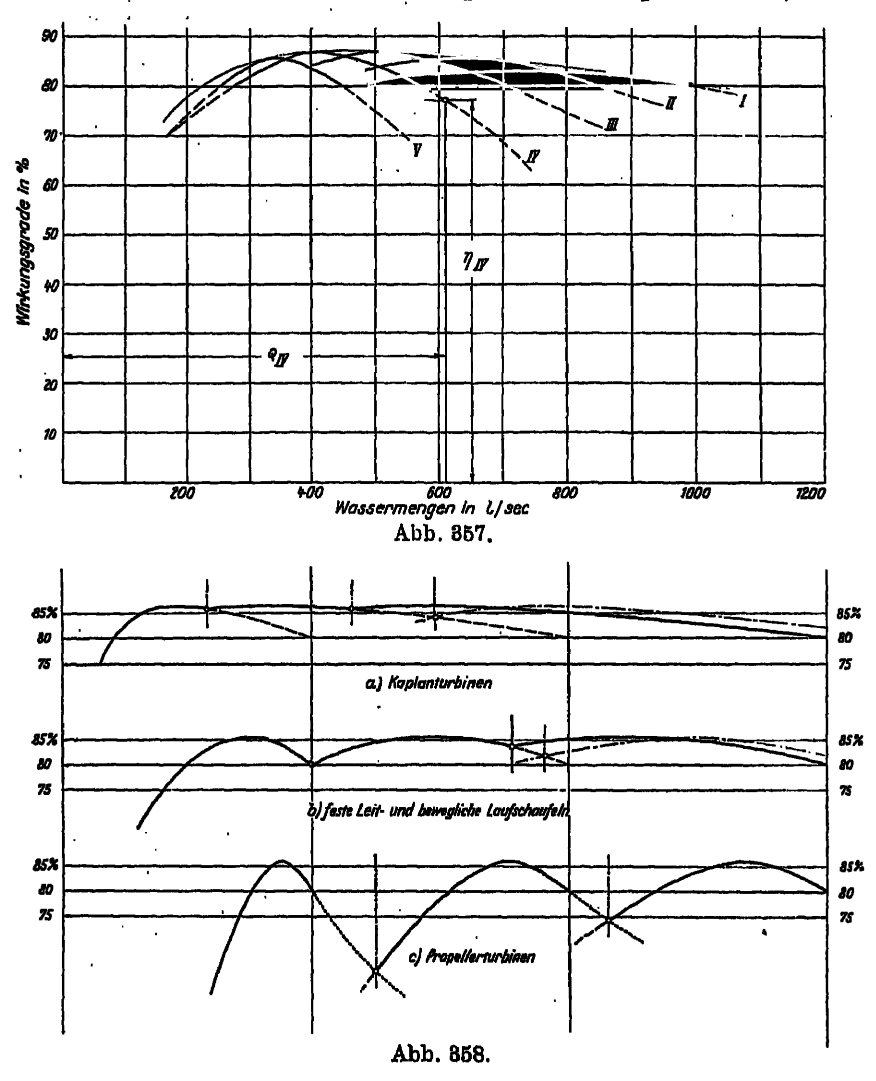


Abb. 357.

Abb. 358.

der Turbine mit festen Leit- und beweglichen Laufschaufeln und die dritte der Propellertubine mit festen Lauf- und beweglichen Leitschaufeln.

Die Kaplanturbine ist dank ihrer flachen Wirkungsgradkurve am wenigsten empfindlich gegen Fehler in der Zusammenschaltung mehrerer Einheiten.

---

[1] Kreitner, Über das günstigste Beaufschlagungsverhältnis parallel arbeitender Wasserturbinen, Wasserkraft 1925, S. 364 u. f.

Thomann. Apropos de méthodes d'accouplement des turbines hydrauliques, Bulletin technique de la Suisse Romande 1925 und Schweiz. Bauzeitung 1926, S. 55 u. f., ferner § 107 dieses Werkes.

Die Propellerturbine ist in dieser Hinsicht sehr ungünstig, die tatsächliche Betriebskurve wird bei ihr stets unterhalb der gezeichneten idealen Wirkungsgradkurve verlaufen. Die Turbine mit festen Leit- und beweglichen Laufschaufeln steht zwischen den beiden anderen, aber doch wesentlich näher der Kaplanturbine.

Die bisherigen Ergebnisse geben ferner einen Fingerzeig hinsichtlich der Regulierung der Kaplanturbine. Bei dieser wird vielfach der automatische Regulator nur an eine der beiden Regulierungen angeschlossen, zumeist an

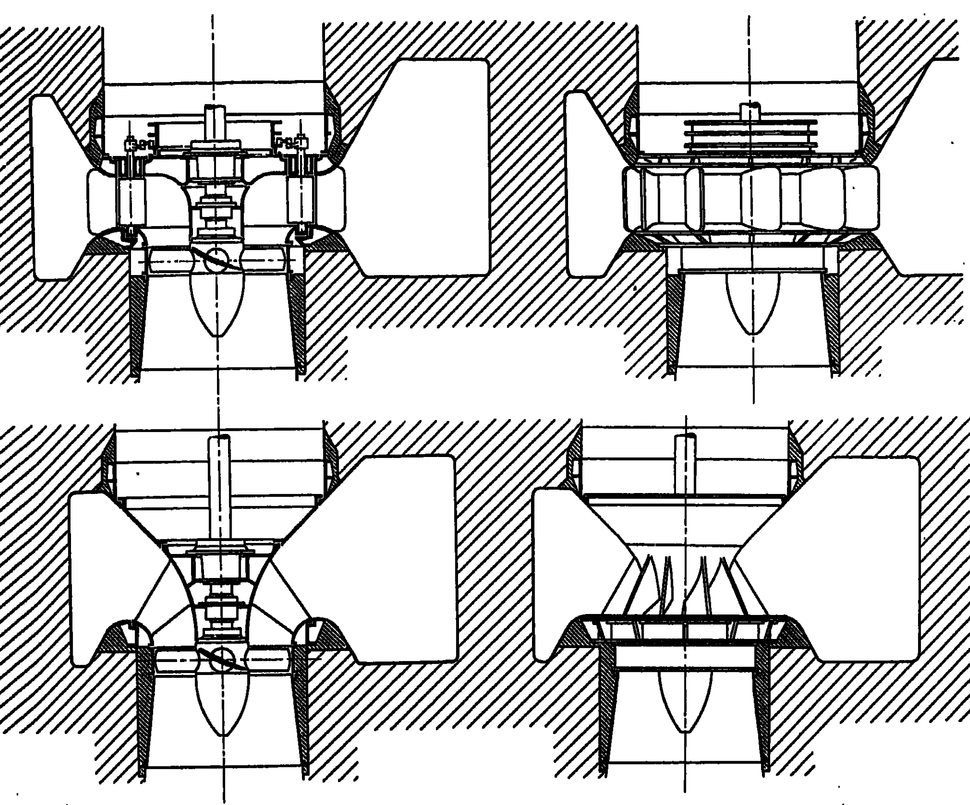


Abb. 359 und 360. Vergleich zwischen Turbinen mit drehbaren und festen Schaufeln im Leitrad.

die Leitradregulierung, während die Verstellung des Laufrades von Hand geschehen soll, sobald die automatisch hergestellte Leitradstellung von der Stellung der günstigsten Kuppelung beider Räder zu stark abweicht. Es ist anzunehmen, daß im praktischen Fall diese Nachstellung von Hand in der Regel zu spät und unvollkommen erfolgt; der tatsächliche Wirkungsgrad wird erheblich unter den Werten der Kurve günstigster Kuppelung bleiben. Ein Vergleich der Kurven in Abb. 356 und 357 zeigt sofort, daß dies weit mehr in die Erscheinung tritt, wenn die automatische Regulierung nach den steilen Kurven der Abb. 356, Leitradregelung, anstatt nach den viel flacheren der Abb. 357, Laufradregelung, erfolgt. Die übliche Anordnung der automatischen Verstellung des Leitrades kann nur noch gerechtfertigt werden durch den Umstand, daß

die Leitradregulierung mechanisch leichter zu beherrschen, weniger der Abnützung unterworfen und gegenüber einer solchen weniger empfindlich ist, als die Regulierung des Laufrades. Wenn jedoch dieser Punkt nicht den Ausschlag gibt, so ist es viel richtiger, das Leitrad von Hand und das Laufrad automatisch zu verstellen.

Es ist festgestellt worden, daß die Turbine mit festen Leit- und beweglichen Laufschaufeln derjenigen mit festen Lauf- und beweglichen Leitschaufeln hydraulisch sehr überlegen ist, daß die erstere der Kaplanturbine gegenüber den Vorteil größerer Einfachheit und damit kleinerer Anschaffungskosten hat. Trotzdem ist es fraglich, ob sie aus diesen Gründen schon lebensfähig wäre und häufiger zur Anwendung kommen sollte. Allein zu den hydraulischen Vorzügen treten noch einige weitere mehr konstruktiver Art, die nunmehr zu erörtern sind und die, mit den schon besprochenen zusammengenommen, den Ausschlag für die Systemwahl geben können.

Bei festen Leitschaufeln können diese schräg zur Turbinenachse gestellt werden, ohne daß dabei die Nachteile des konischen Leitapparates mit Drehschaufeln (komplizierte Bearbeitungsflächen, Universalgelenke usw.) in Kauf genommen werden müssen. Überdies können die festen Leitschaufeln leicht so verwunden hergestellt werden, daß die Strömung vor dem Laufrad angenähert dem Gesetz

$$R \cdot c_u = \text{konst.}$$

folgt.

Ferner entfällt der bei großen Einheiten in der Regel erforderliche Stützschaufelring, wodurch einerseits eine weitere Verbilligung der Turbine, anderseits ein kleinerer und damit bei Schnelläufern günstigerer Wert von $R_s \cdot c_s$ erreicht wird. Überdies kommt man bei Aufstellung von mehreren Einheiten, wie die Abb. 359 und 360 erkennen lassen, mit einem kleineren Achsenabstand aus, sofern dieser nicht durch die Generatoren bestimmt ist; es kann also auch das Maschinenhaus kürzer und damit billiger werden.

§ 75. Modellreihen[1].

Wenn auch kaum eine andere Maschinengattung so sehr von Sonderbedingungen wie verfügbares Gefälle, Veränderlichkeit der Wassermenge und der Wasserspiegel, Geländegestaltung usw. abhängt, wie die Turbine, so ist doch auch die Art ihrer Herstellung von dem Bestreben nach Vereinfachung und Verbilligung der Fabrikation beherrscht. Zwar ist eine eigentliche Massenfabrikation nur schwer durchzuführen, dazu ist die Zahl der Veränderlichen, die auf Bauart und Abmessungen Einfluß haben, zu groß; allein man wird doch darnach trachten, die Anzahl der Modelle von Laufrädern, Leiträdern, Regulierteilen, Saugkrümmern, Gehäusen und Lagern möglichst klein zu halten und die Paßflächen der einzelnen Teile so auszubilden, daß eine möglichst weitgehende Austauschbarkeit besteht.

Hier sind vor allem die Anpassung der Lauf- und Leiträder an verschiedene Verhältnisse und Größen, sowie die Grenzen dieser Anpassung zu besprechen.

[1] Siehe auch V. Gelpke, Turbinen und Turbinenlagen, Berlin, Jul. Springer, ferner G. Büchi (s. Fußnote S. 257).

Die Untersuchung hat sich auf die Abstufung der Typen und die Abstufung der Abmessungen innerhalb einer Typenreihe zu erstrecken.

Einen ersten Anhaltspunkt für die Abstufung der Typenreihen gibt die Gleichung für die spezifische Drehzahl

$$n_s = \frac{n}{H}\sqrt{\frac{N}{\sqrt{H}}} = 576\, u_s \sqrt{\varphi \cdot c_s \cdot \eta}.$$

Bekanntlich darf man die größte Wassermenge und die Drehzahl einer Turbine innerhalb gewisser Grenzen ändern, ohne daß Wirkungsgrad und Wirkungsgradkurve zu ungünstig beeinflußt würden. Allerdings verhalten sich die verschiedenen Typen nicht gleich, diejenigen von kleinerem und mittlerem n_s sind unempfindlicher gegen Änderung der Wassermenge, empfindlicher gegen Änderung der Drehzahl; die Typen hoher spezifischer Drehzahl verhalten sich umgekehrt.

Lassen wir einmal für beide Änderungen je 10 % zu, so wird die größte noch zulässige spezifische Drehzahl

$$n_{s\,\max} = \frac{1{,}1\, n}{H}\sqrt{\frac{1{,}1\, N}{\sqrt{H}}} \approx 1{,}15\, n_s.$$

Da Erhöhung und Erniedrigung von N und n ungefähr die gleiche Wirkung haben, so ist weiters

$$n_{s\,\min} = \frac{0{,}9\, n}{H}\sqrt{\frac{0{,}9\, N}{H}} \approx 0{,}85\, n_s.$$

Man darf also die Typenstufe von n_s bei mittleren Werten etwa zu 30 % annehmen. Besser ist, sie bei kleinen n_s kleiner zu halten, während man sie bei den großen n_s steigern kann. Der Grund hiefür liegt in der Gestalt und gegenseitigen Lage der Wirkungsgrad- und der Öffnungskurven im Kennlinienfeld, die sich bei hohen n_s-Werten in Richtung der gleichsinnigen Änderung von n und Q erstrecken.

Die Typenstufen könnten also etwa durch folgende spezifische Drehzahlen als Normalwerte gekennzeichnet sein:

$n_s = 68 \quad 80 \quad 100 \quad 125 \quad 160 \quad 215 \quad 300 \quad 420 \quad 620 \ldots$

Für die Abstufung der Abmessungen innerhalb einer Typenreihe kann ebenfalls etwa $\frac{1}{7}$ bis $\frac{1}{10}$ angenommen werden; es ergibt sich dann für einen typischen Durchmesser (z. B. D_1) etwa folgende Reihe:

$D_1 =$	300	350	400	450	500	550	600	650
	700	800	900	1000	1100	1200	1300	1400
	1600	1800	2000	2300	2600 . . . . mm.			

Sind die Konstruktionsdaten für eine zu liefernde Turbine gegeben, so läßt sich am besten an Hand der Kennlinienfelder der einzelnen Typen bestimmen, aus welcher Reihe und innerhalb derselben welche Größennummer gewählt werden muß.

Kennt man nur die Normaldiagramme der Typenreihen, so kann auch der folgende, an einem Zahlenbeispiel erläuterte Weg eingeschlagen werden.

Es sei eine Turbine zu liefern für;

$$H = 4\ \mathrm{m}, \qquad Q = 3\ \mathrm{m^3/s}, \qquad n = 67/\mathrm{min}.$$

Die Leistung stellt sich dann bei einem Wirkungsgrad von 81 % auf rund

$$N = 130 \text{ PS}.$$

$$n_s = \frac{67}{4}\sqrt{\frac{130}{\sqrt{4}}} = 135.$$

Angenommen es stehen Typen von $n_s = 115$ und 150 und in beiden Reihen Räder von 1600 und 1800 mm Durchmesser zur Verfügung. Beide scheinen zunächst ungefähr gleich gut zu passen.

Wir bezeichnen Werte, die dem normalen Diagramm entsprechen mit dem Index i.

$$n_{s_i} = \frac{n_i}{H}\sqrt{\frac{N_i}{\sqrt{H}}}. \tag{140}$$

Bezeichnet man mit β den Belastungsfaktor $\frac{N}{N_i}$, bei dem die ausgesuchte Turbine die verlangte Leistung ergibt, so wird

$$\frac{n_s}{n_{s_i}} = \frac{n}{n_i}\sqrt{\frac{\beta N_i}{N_i}} = \frac{n}{n_i}\sqrt{\beta}$$

also auch

$$\beta = \left(\frac{n_s}{n_{s_i}}\,\frac{n_i}{n}\right)^2. \tag{141}$$

Es muß nun in der Regel sowohl Q durch Änderung von c_m im Diagramm, wie n durch Änderung von u_1 im Diagramm angepaßt werden.

Nehmen wir für das oben begonnene Zahlenbeispiel an, die Räder der Reihe $n_s = 115$ laufen mit $u_1 = 0{,}65$, diejenigen der Reihe $n_s = 150$ mit $u_1 = 0.67$ und die Durchmesser 1600 und 1800 mm entsprechen der in Betracht kommenden Größenabstufung, so ergeben sich folgende Werte:

$n_s =$	135		135	
$n =$	67		67/min.	
$n_{s_i} =$	115		150	
$D_1 =$	1600	1800	1600	1800 mm
$n_i =$	68,7	61,0	70,8	62,9/min.
$\frac{n}{n_i} =$	0,975	1,099	0,946	1,066
Änderung der Umdrehungszahl =	— 2,5	+ 9,9	— 5,4	+ 6,6 %
$\beta =$	1,45	1,14	0,91	0,71
Überlastung in % [100 (β — 1)] =	+ 45	+ 14	— 9	— 29 %.

Wie hieraus zu ersehen, passen sich die Modelle $n_{s_i} = 115$, $D_1 = 1800$ und $n_{s_i} = 150$, $D_1 = 1600$ den gegebenen Verhältnissen am besten an.

Die Abb. 361 und 362 stellen die entsprechenden Diagramme dar, ausgezogen für den Normalbetrieb der Turbinen bei höchster Belastung, gestrichelt für die Anpassung an die zu liefernde Turbine ($H = 4$ m, $Q = 3$ m³/s, $n = 67$/min.).

Das Rad $n_{s_i} = 115$, $D_1 = 1800$ mm ist genötigt, etwa 9,9 % zu rasch zu laufen und wird bei voller Wassermenge um 14 % überlastet; es ergibt

den höchsten Wirkungsgrad bei verhältnismäßig kleiner Wassermenge. Bei voller Öffnung sinkt der Wirkungsgrad auf etwa 75 % herunter, so daß das Modell immerhin nur in Ausnahmefällen bei dieser Überlastung und der hohen Umdrehungszahl brauchbar sein wird.

Das Rad $n_{s_i} = 150$, $D_1 = 1600$ müßte umgekehrt etwas zu langsam laufen; die Leitschaufeln müßten gegenüber der normal größten Öffnung etwas geschlossen werden. Der höchste Wirkungsgrad würde in der Nähe der Vollbelastung liegen, dafür aber auch, wie ohne weiteres aus dem Diagramm Abb. 362 hervorgeht, den Wert 83 bis 85 % bei guter Ausführung der Turbine mindestens erreichen.

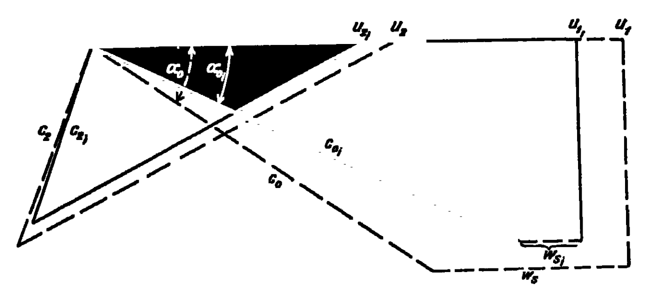


Abb. 361. Diagramm $n_{s_i} = 115$, $D_1 = 1800$ mm.

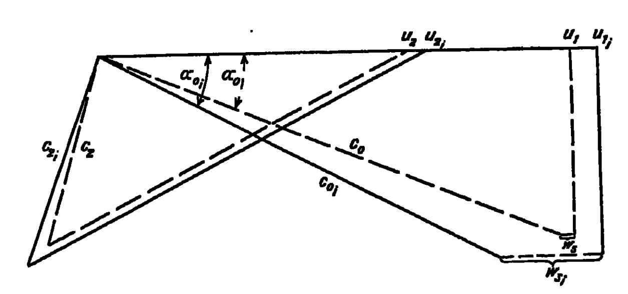


Abb. 362. Diagramm $n_{s_i} = 150$, $D_1 = 1600$ mm.

Von den beiden Modellen müßte daher gewöhnlich dem mit $n_{s_i} = 150$, $D_1 = 1600$ der Vorzug gegeben werden.

Die Hauptteile des Leitrades sind leichter für rationelle Herstellung abzustufen, denn hier hat der Konstrukteur mehr Freiheit in der Wahl von c_m und nur der verlangte Wert von $r \cdot c_u$ ist einzuhalten, was aber mit ziemlich stark verschiedener Breite, verschiedenen Schaufelzahlen und verschiedenen Schaufelformen erreicht werden kann. Dadurch ist es z. B. möglich, ein und dasselbe Leitrad für verschiedene Laufradtypen zu verwenden und so die Anzahl der Modelle herabzumindern.

Die Vereinheitlichung der übrigen Teile bleibt im Rahmen der Typisierung irgend eines Maschinenteiles und braucht hier nicht näher erörtert zu werden.

§ 76. Einige ältere Ausführungsformen und eine besondere Bauart von Überdruckturbinen.

In den vorhergehenden Abschnitten sind in der Hauptsache neuzeitliche oder wenigstens solche Bauarten besprochen worden, die heute noch in Gebrauch sind. Rücksicht auf Platz- und Kostenersparnis legte diese Beschränkung auf. Immerhin scheint es nicht unangebracht, in aller Kürze auf einige Formen von vorgestern hinzuweisen und dabei an Ausführungen von Bedeutung anzuknüpfen.

Die Form des Rades kann dabei außer Acht gelassen werden; denn die wirklich guten älteren Typen ähneln äußerlich den heutigen Ausführungen für kleine und mittlere spezifische Drehzahl; die Entwicklung führte stets nur von den Langsamläufern zu den heutigen Schnelläufern der Francis- und dann weiter zu den Propeller- und Kaplanturbinen.

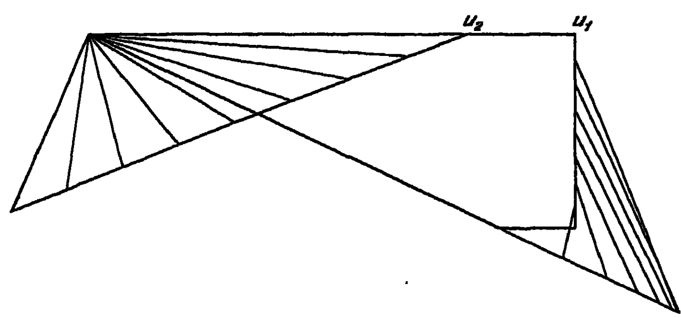


Abb. 363. Diagramm für verschiedene Wassermengen, eingestellt durch Spaltschieber.

Stärker fällt die Änderung im Aufbau und in den Reguliersystemen ins Auge.

Schon in § 70 ist auf die heute fast nicht mehr gebaute mehrfache Turbine mit senkrechter Welle und als Beispiel auf die ersten Turbinen von Beznau[1] hingewiesen worden (s. Taf. 9 und 10). Die große Bauhöhe solcher Turbinen und die schon im § 70 erwähnte Unzugänglichkeit besonders der unteren Räder verlangte möglichst betriebssichere Elemente und leichte Demontierbarkeit aller Teile, bei denen mit häufigeren Reparaturen zu rechnen war. Überdies sollte der ganze Aufbau der Turbine ein möglichst stabiler sein. Aus diesen Gründen wurde hier eine Regulierung mit festen Leitschaufeln, somit starrer Verbindung der beiden Leitradböden und dazwischen beweglichen Klappen vorgezogen. Wirkungsgrad und Wirkungsgradkurve sind natürlich nicht so günstig wie bei der Finkregulierung mit drehbaren Schaufeln von der heute noch üblichen Form.

Eine ältere mehrfache Turbine mit horizontaler Welle im offenen Schacht, die Turbine des Elektrizitätswerkes Wangen a. Aare ist auf Taf. 17, Abb. 4 und 5 abgebildet.

Auf Taf. 33 ist die von Escher Wyß & Cie. seinerzeit für eine der Anlagen am Niagara gelieferte Turbine aufgenommen. Sie ist mit Spalt-

[1] Weitere Angaben s. a. Reichel, Die Weltausstellung in Paris 1900. Turbinenbau. V. D. I. 1901; Prášil, Schweiz. Bauzeitung 1901, sowie unter „Elektrizitätswerk Beznau a. Aare“, Schweiz. Bauzeitung 1907.

schiebern als Regulierorgane ausgerüstet. Diese sind je an 4 Stangen aufgehängt und werden entsprechend dem Bedarf an Leistung mehr oder weniger in den Spalt zwischen Leit- und Laufrad hineingeschoben. Abb. 363 zeigt das unter vereinfachenden Annahmen erhaltene Diagramm für verschiedene Wassermengen; Abb. 364 stellt die daraus gefolgerte Wirkungsgradkurve dar. Diese ist zwar schlechter als die einer gleichartigen Turbine mit Drehschaufelregulierung, aber doch wohl besser als man zunächst vermuten würde.

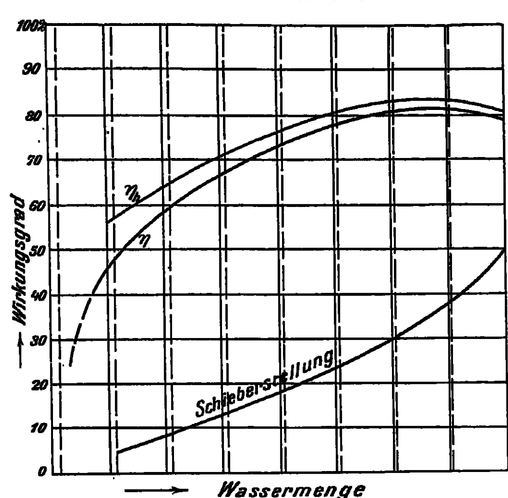


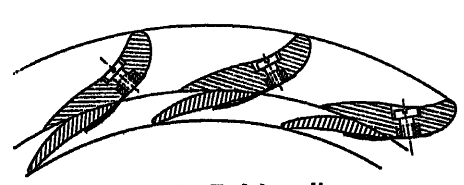
Abb. 364. Wirkungsgradkurve bei Regulierung durch Spaltschieber.

Das Leitrad ist bei dieser Regulierung sehr stark und steif und eignet sich auch zur Übertragung großer Axial- und Transversalkräfte. Nachteilig ist, daß der Spaltschieber infolge der raschen Umlenkung und Ablösung der Strömung an der unteren Kante leicht in Schwingung gerät und dann die Turbine, ja das ganze Gebäude erschüttern kann.

Taf. 34 zeigt die Anlage und die Turbine von Paderno. Die dort ausgeführte Zodelregulierung, Abb. 365, wirkt hinsichtlich des Wirkungsgradverlaufes ähnlich wie die durch Spaltschieber.

Weiters sei als Beispiel einer innen beaufschlagten Überdruckturbine, einer Fourneyronturbine[1], die von Ganz & Co. gebaute Turbine Taf. 36, Abb. 1 und 2, angeführt.

Sie wurde, wie es bei Turbinen dieser Art üblich war, durch eine zylindrische Schütze am Austritt reguliert. Die Wirkungsgradkurve ist ähnlich, sogar eher noch etwas besser, wie beim Spaltschieber; sie kann durch Unterteilung der Räder durch Zwischenböden weiter verbessert werden. Sehr genaue Zentrierung und Führung des Außenschiebers war notwendig, um ein Anstreifen am Laufrad zu vermeiden.


Abb. 365. Zodelregulierung.

Zum Schluß sei noch auf die Bauart einer neuen Kleinturbine hingewiesen, bei der das Grundsätzliche des Spaltschiebers wieder verwendet ist. Bei der durch Abb. 366 veranschaulichten Turbine von Crozet-Fourneyron[1] wird zum Zwecke der Leistungsregelung die ganze Welle samt Laufrad und Riemenscheibe entweder von Hand oder durch das unmittelbar an der Scheibe angreifende Pendel axial verstellt. Da die Umfangsgeschwindigkeit der Reibung verursachenden Flächen gegenüber der Verstell-

[1] s. M. Crozet-Fourneyron, Invention de la Turbine, Paris et Liège, Ch. Béranger.

geschwindigkeit groß ist, wird die zur Überwindung der Reibung notwendige Verstellkraft nur klein ausfallen, die Empfindlichkeit also den bei Turbinen dieser Art gestellten Ansprüchen wohl genügen. Wie weit nicht, wenigstens

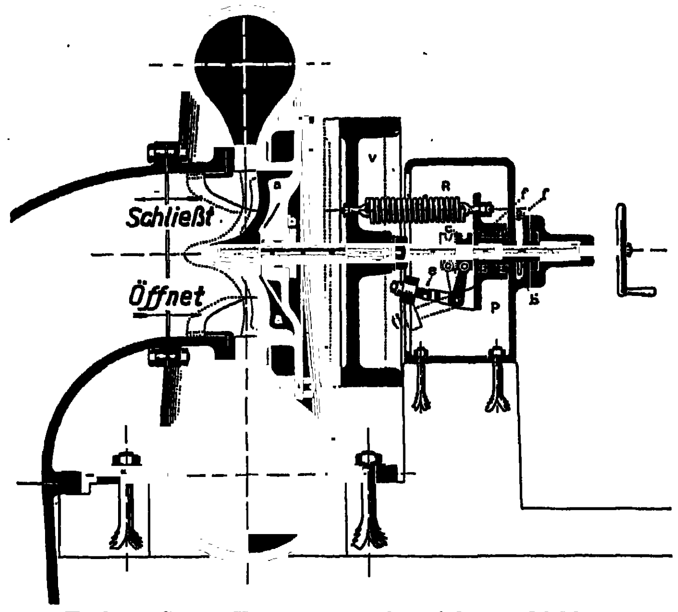


Abb. 366. Turbine Crozet-Fourneyron mit axial verschiebbarem Laufrad.

bei Einheiten größerer Leistung, Axialkräfte, herrührend vom Rad und zufällige axiale Komponenten der Riemenzüge störend einwirken, kann ohne Kenntnis von Betriebserfahrungen nicht gesagt werden.

IV. Die Konstruktion der Freistrahlturbinen.

§ 77. Allgemeines über Freistrahlturbinen.

Die Gleichung der spezifischen Drehzahl kann, wie bekannt, für die Francisturbine geschrieben werden in der Form

$$n_s = 576\, u_1 \frac{D_s}{D_1} \sqrt{\varphi \cdot c_s \cdot \eta}. \tag{24}$$

Da φ und η sich nur in engen Grenzen ändern können und man mit c_s und u_1 recht bald die untere Grenze der zulässigen Werte erreicht, so bleibt für eine wesentliche Verkleinerung von n_s nur das Verhältnis $\frac{D_s}{D_1}$ übrig. Werte dieses Verhältnisses unter etwa $\frac{1}{2}$ wirken schon ungünstig, weil entweder der Austrittsdurchmesser gegenüber dem Eintrittsdurchmesser des Rades sehr klein ausfällt, oder bei zu kurzen Schaufeln die Rotation des Wassers nach dem Laufradaustritt rasches Abfallen der Wirkungsgradkurve zu beiden Seiten des Maximums bewirkt. Überdies wird die Eintrittsbreite des Laufrades sehr klein, Spaltverlust und Verlust durch Waten des Laufrades in dem es umgebenden Wasserring werden groß, so daß, wie früher festgestellt, die Francisturbine nicht mit kleineren spezifischen Drehzahlen als 60 bis 70 ausgeführt werden sollte. Wie schon im ersten Teil des Buches erläutert, ist eine Unterbrechung des Wasserzuflußes auf dem Eintrittsumfang, also Teilbeaufschlagung des Rades, bei der Überdruckturbine sehr ungünstig, so daß auch dieser Ausweg entfällt. Diese Umstände sind es, die dazu zwingen, für spezifische Drehzahlen unter etwa 60 statt der Überdruckturbine die Freistrahlturbine auszuführen. Bei ihr ist im Gegensatz zur Überdruckturbine die Teilbeaufschlagung des Laufrades ohne wesentliche Einbuße an Wirkungsgrad möglich, womit erreicht ist, daß man mit der spezifischen Drehzahl beliebig weit herunter gehen kann. Dies zur Begründung des Überganges von der Überdruck- zur Freistrahlturbine.

Auch bei der letztgenannten kann die Welle senkrecht oder wagrecht sein, das Wasser kann das Laufrad von innen nach außen, axial, oder in einer zwischenliegenden Richtung durchfließen; einzig die bei der Francisturbine übliche Durchflußrichtung von außen nach innen ist, ohne grundsätzlich ganz ausgeschlossen zu sein, nicht zu empfehlen, weil das Wasser aus dem Laufrad nicht mehr im geschlossenen Strahl austritt, daher nicht so leicht wie bei der Francisturbine axial abgelenkt werden kann und die Gefahr besteht, daß ein Teil des Wassers auf das Laufrad zurückfällt, durch dieses wieder beschleunigt wird und so nützliche Arbeit aufzehrt.

Von all den hinsichtlich der Durchflußrichtung angegebenen Möglichkeiten wird heute fast nur eine Bauart, die sogenannte Becher- oder Peltonturbine ausgeführt.

Die Peltonturbine.

§ 78. Allgemeine Bauart der Peltonturbine.

(Siehe z. B. Abb. 472 und 473.)

Das Leitrad, hier besser Leitapparat oder Einlauf genannt, besteht aus einer oder mehreren kreisrunden Düsen, deren lichte Austrittsfläche in der Regel durch eine zentral angeordnete Nadel besonderer Form mehr und mehr und schließlich bis auf Null (Düse geschlossen) verkleinert werden kann.

Die Schaufeln des Laufrades weichen in ihrer Form ebenfalls vollständig von denen der Überdruckturbinen ab. Sie tragen eine Mittelschneide (s. z. B. Abb. 370), die sich in der durch die Strahlachse gehenden Radebene befindet und den Strahl in zwei Hälften teilt. Die so entstehenden zwei Strahlen werden symmetrisch zur Radebene abgelenkt.

Abb. 367 stellt schematisch ein solches Rad mit einem Leitstrahl dar; sie zeigt, wie sich die Strahlablenkung in der Laufradschaufel in einem Schnitt senkrecht zur Radachse vollzieht. Wie später noch genauer festgestellt werden wird und in Abb. 368 bis 370 für ein Rad älterer, nämlich der Original-Peltonbauart dargestellt ist, arbeitet das Wasser gleichzeitig in mehreren Schaufeln (s. die Schaufelstellungen I—VII in Abb. 368 und 369). Dabei verändert die Schaufel ihre Richtung zum Strahl und daher auch zur absoluten Eintrittsgeschwindigkeit c_0. Auch die Umfangsgeschwindigkeit ist an den einzelnen Punkten des Beaufschlagungsfeldes verschieden groß. Hieraus geht schon hervor, daß sich die Untersuchung der Geschwindigkeits- und Winkelverhältnisse, d. h. die Konstruktion des Diagrammes, nicht nur auf einen Punkt beschränken darf und daß andererseits wohl nur für eine einzige Stellung der Schaufel relativ zum Strahl günstigste Wirkung zu erwarten ist, während in allen anderen Lagen weniger gute Verhältnisse herrschen werden. Die nachfolgenden Untersuchungen werden sich natürlich auf diese Verschiedenheiten und ihren Einfluß auf den Wirkungsgrad der ganzen Turbine zu erstrecken haben.

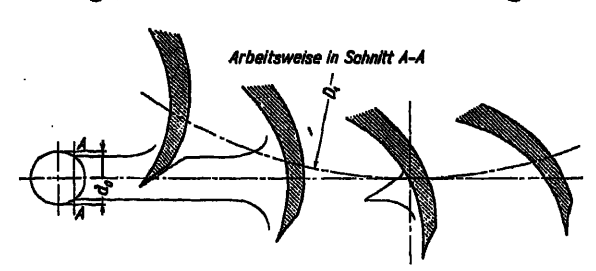


Abb. 367. Arbeitsweise des Strahls in einer Ebene senkrecht zur Radachse.

§ 79. Die Hauptabmessungen der Peltonturbine.

Als solche kommen in erster Linie der Strahldurchmesser und der Grundkreisdurchmesser des Rades in Frage.

a) Der Durchmesser des Leitstrahles.

Wie schon aus den Abb. 438 und 421 zu ersehen ist, nimmt der Durchmesser des Strahles, solange die Nadel einen Teil seines Querschnittes in Anspruch nimmt, bis zu einem Punkt kurz nach der Nadelspitze ab. Auch

von da an bleibt er nicht ganz genau gleich stark, sondern nimmt, zunächst sehr langsam, nachher, wie Abb. 421 zeigt, wieder rascher zu, bis er schließlich vollständig zerstäubt, Abb. 423. Wir bezeichnen nun den Durchmesser im engsten Querschnitt mit d_0. Er wird erhalten aus der Gleichung

$$Q = \frac{\pi}{4} d_0^2 c_0 \sqrt{2 g H}. \tag{142}$$

Allerdings muß zur Auswertung die mittlere Strahlgeschwindigkeit c_0 bekannt sein. Da es sich um eine Freistrahlturbine handelt, ist an

Abb. 368.

Abb. 369.

Abb. 370.

Abb. 371.

Abb. 368—370. Arbeitsweise des Strahles in einem Original-Peltonrad.

der betrachteten Stelle das ganze verfügbare Gefälle in Geschwindigkeit umgesetzt; wir haben hier die freie Ausflußgeschwindigkeit

$$C_0 = \sqrt{2 g (H - H_{w(e-0)})},$$

also die spezifische Geschwindigkeit

$$c_0 = \sqrt{1 - \varrho_{(e-0)}^2},$$

Die Verlusthöhe $H_{w(e-0)}$, die Summe der hydraulischen Widerstände vom Eintrittsquerschnitt der Turbine bis zum Punkt 0, ist im allgemeinen im Verhältnis zu H sehr klein, etwa

$$c_w{}^2{}_{(e-0)} = 0{,}02 - 0{,}04,$$

womit sich ergibt

$$c_0 \sim 0{,}98 \div 0{,}99.$$

Der Strahldurchmesser d_0 kann darnach aus Gl. 142 mit großer Genauigkeit berechnet werden.

b) Der Laufraddurchmesser D_1.

Schon aus Abb. 367 ist ersichtlich, daß die einzelnen Wasserteilchen ganz verschieden und in verschiedenem Abstand von der Welle auf das Laufrad auftreffen. Es muß also der Eintrittsdurchmesser D_1 eindeutig definiert werden. Als charakteristischen Eintrittspunkt wählen wir bei den nachfolgenden Untersuchungen den Berührungspunkt der Strahlachse mit dem sogenannten Grundkreis. Wir wollen nun den Durchmesser dieses Grundkreises als »Raddurchmesser« schlechthin ansprechen und ihn mit D_1 bezeichnen. Er hängt mit den für die Turbine gegebenen Daten zusammen durch die Gleichung

(143) (s. a. Gl. 10)
$$D_1 = \frac{60 \cdot u_1 \sqrt{2gH}}{\pi \cdot n}$$

und kann daher bestimmt werden, sobald die ihm entsprechende spezifische Umfangsgeschwindigkeit u_1 bekannt ist.

Um einen Anhaltspunkt für deren Wahl zu erhalten, konstruieren wir uns das Diagramm für den Berührungspunkt von Grundkreis und Strahlachse als Eintrittspunkt.

Die Durchflußgleichung (s. I. Teil) kann in der Form geschrieben werden:

$$c_i^2 = w_2^2 - w_0^2 + c_0^2 + u_1^2 - u_2^2 + w_{st}^2.$$

Als Stoßgeschwindigkeit kommt bei der Freistrahlturbine nur die auf der ablenkenden Wand (Schaufelschneide) senkrecht stehende Komponente von w_0 in Frage, es ist also

$$w_1^2 = w_0^2 - w_{st}^2,$$

womit die obige Gleichung sich vereinfacht zu

$$c_i^2 = w_2^2 - w_1^2 + c_0^2 + u_1^2 - u_2^2.$$

Für den Fall $u_1 = u_2$ erhalten wir also:

$$w_1^2 - w_2^2 = c_0^2 - c_i^2 = (1 - c_w{}^2{}_{(e-0)}) - (1 - c_w^2)$$

$$w_1^2 - w_2^2 = c_w^2 - c_w{}^2{}_{(e-0)} = c_w{}^2{}_{(0-2)}.$$

Der Unterschied von w_1 und w_2 wird also sehr klein und wir dürfen im Sinne einer Vereinfachung der Diagrammkonstruktion für $u_1 = u_2$ ohne weiteres auch $w_1 = w_2$ annehmen. Damit sich trotzdem das Austrittsdreieck angenähert richtig ergibt, haben wir im Diagramm nur c_0 durch die etwas kleinere Größe c_i zu ersetzen; es ist dann nur das Eintrittsdreieck um eine Kleinigkeit verzerrt. c_i wird dabei eher etwas zu klein, am besten mit 0,9—0,93 eingesetzt.

Durch die Schneide der Peltonschaufel wird das Wasser sehr rasch um den halben Schneidenwinkel β_s abgelenkt, wodurch immerhin gewisse Turbu-

lenzverluste entstehen, die wir als Stoßverlust bezeichnen und mit dem (zweifellos etwas zu hohen) Betrag w_{st}^2 in Rechnung stellen wollen:

(144) $$w_{st} = w_0 \cdot \sin \beta_s.$$

Da w_0, wie aus dem Diagramm ersichtlich, mit kleiner werdender Umfangsgeschwindigkeit wächst, bei größerer sinkt, so ändert sich auch der Eintrittsstoßverlust in gleichem Sinne.

Der Schneidenwinkel liegt gewöhnlich zwischen 15 und 30°. Bei dem letzteren, also dem ungünstigsten Wert, stellt sich w_{st}^2 bei Umfangsgeschwindigkeiten von

	$u_1 = 0$	0,45	0,95	(Leerlauf)
auf	$w_{st}^2 = 0{,}06$	0,017	0,0.	

0,45 ist ein mittlerer Wert der Umfangsgeschwindigkeiten; der Verlust durch den Eintrittsstoß übersteigt also selbst bei der mit größtem Winkel ausgeführten Schneide nicht 1,7 %.

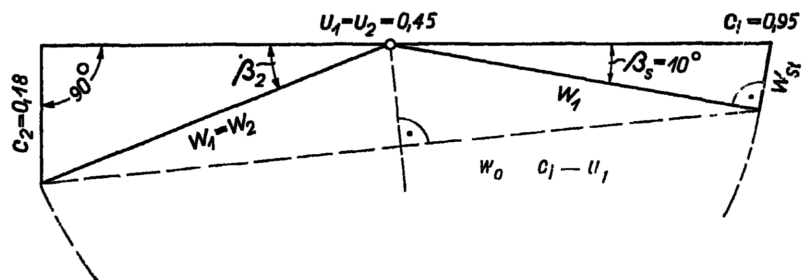


Abb. 372. Diagramm einer Peltonturbine im Berührungspunkt von Strahlachse und Grundkreis.

Abb. 372 zeigt das Diagramm für $u_1 = u_2$ und $\alpha_2 = 90°$, wobei zur Vereinfachung der Konstruktion $c_u = c_i$ und damit $w_2 = w_1$ gesetzt wurde. Dabei muß die Hauptgleichung

$$\frac{\eta h}{2} = u_1 c_{u_0} - u_2 c_{u_2}$$

erfüllt sein, es ergibt sich also für senkrechten Austritt ($c_{u_2} = 0$) und da c_{u_0} hier gleich c_i ist.

(145) $$c_{u_2} = 0 \qquad u_1 = \frac{\eta h}{2 c_i} = \frac{1 - c_{ir}^2 - c_2^2 - w_{st}^2}{2\sqrt{1 - c_{ir}^2}}.$$

Nimmt man c_{ir}^2 zu 0,1, den Austrittsverlust c_2^2 zu 0,035, den Stoßverlust w_{st}^2 zu 0,005 an, so ergibt sich für u_1 rund 0,45.

Allein nicht alle Wasserteilchen werden dem Diagramm Abb. 372 gemäß abgelenkt. Die mehr einwärts fließenden treffen, wie aus Abb. 373 ersichtlich, mit Schaufelteilen von kleinerer, die außerhalb fließenden mit solchen von größerer Umfangsgeschwindigkeit zusammen. Die Folge ist, wie Abb. 380 und 381 zeigen, eine starke Veränderung der absoluten Austrittsgeschwindigkeit c_2 sowohl der Richtung, wie der Größe nach. Man wird daher bei der Wahl der Umfangsgeschwindigkeit im Berührungspunkt von Strahlachse und Grundkreis nicht nur das diesbezügliche Diagramm berücksichtigen dürfen, sondern so vorgehen, daß Austrittsgeschwindigkeit und Austrittsverlust im Mittel günstige Werte erhalten. Da weitaus der größte Teil des Wassers

mit Laufradteilen größerer Umfangsgeschwindigkeit und nur der kleinere Teil mit solchen kleinerer Umfangsgeschwindigkeit zusammentrifft, als der oben genannte Berührungspunkt sie aufweist, so wählt man in der Regel die Umfangsgeschwindigkeit im Punkt I, Abb. 373, eher etwas kleiner als 0,45, zumeist 0,42 bis 0,44.

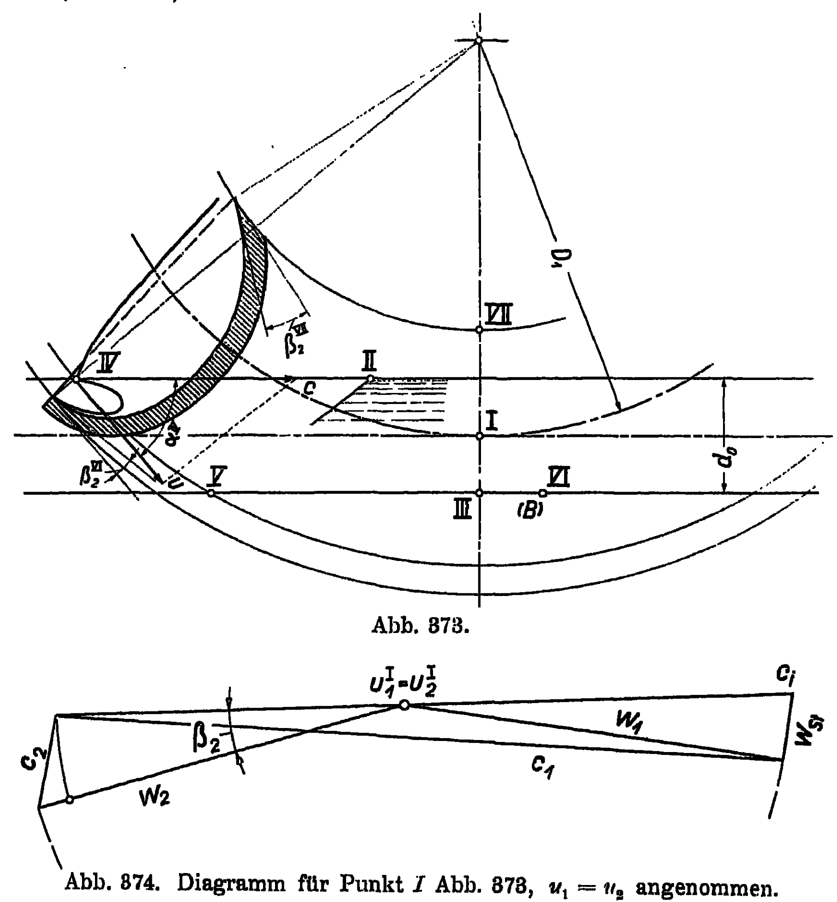


Abb. 373.

Abb. 374. Diagramm für Punkt I Abb. 373, $u_1 = u_2$ angenommen.

Nach endgültiger Wahl dieser Größe ergibt sich der Grundkreisdurchmesser D_1 nach Gleichung 143; gleichzeitig kann das erste Diagramm gezeichnet werden, Abb. 374. Es sind nun zwei Hauptabmessungen der Turbine bestimmt und man kann zur Ausgestaltung des Laufrades, des Leitapparates samt Regulierung und des Gehäuses schreiten.

Das Laufrad.

§ 80. Die Diagramme.

Wie schon oben erwähnt, arbeiten die Wasserteilchen im Rad je nach Art und Ort ihres Auftreffens verschieden. Es sind daher mindestens für die

extremen Punkte die Diagramme zu entwerfen. Als solche wählen wir die in Abb. 373 mit I bis VI bezeichneten. Die Verluste c_w^2 in der ganzen Turbine, hervorgerufen durch Wandreibung und Turbulenz, wechseln zwar, wie später besprochen werden wird, je nach Form und Ausführung von Einlauf und Schaufel, sowie je nach der Beaufschlagung usw.; doch darf man, ohne zu große Fehler zu begehen, c_i unabhängig von dieser Veränderlichkeit mit $(0{,}9) \div 0{,}93 \div (0{,}95)$ annehmen.

Der Winkel α_0, den c_0 mit der Umfangsgeschwindigkeit einschließt, ist für Punkt I, sowie III und VII, die auf dem Radius durch Punkt I liegen, s. Abb. 373, gleich Null, für alle übrigen muß er aus der Zeichnung abgegriffen werden. Die Relativgeschwindigkeit w_0 wird aus dem Dreieck u_1, c_i, α_0 gefunden. Die Richtung von w_1 weicht vom Vektor w_0 um den halben Schneidenwinkel β_s ab, wenn w_0 senkrecht zur Schneide gerichtet ist; bei Schiefstellung dazu um einen Winkel β_s', der etwas kleiner ist und nach Abb. 375 und 376 leicht bestimmt werden kann.

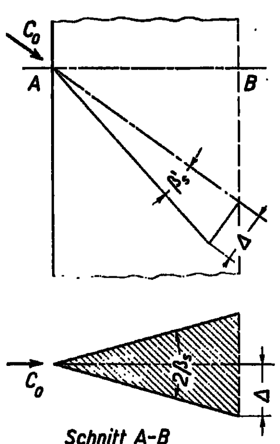
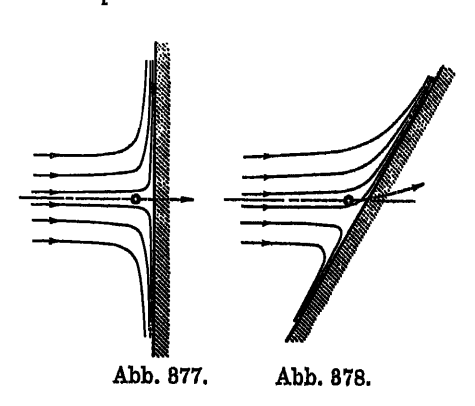


Abb. 375 und 376. Bestimmung des Stoßwinkels β_s' bei schiefer Zuströmung.

Das Austrittsdreieck könnte, wenn z. B. der Austrittswinkel α_2 angenommen wird, ebenfalls gezeichnet werden, sofern auch u_2 als bekannt angesehen wird. Nur für wenige Wasserteilchen, deren Lage im Strahl nicht einmal genau angegeben werden kann, ist die Umfangsgeschwindigkeit am Eintritt und Austritt gleich groß. Für alle anderen Teilchen ist u_2 von u_1 verschieden. Es hängt nicht nur von der Lage des Eintrittspunktes (z. B. IV oder V, Abb. 373), sondern auch von der Stellung des in Betracht kommenden Wasserteilchens im freien Strahl ab, weil sich dieser auf seinem Weg durch die Leitradschaufeln stark verbreitert (s. Abb. 388 und 389) und somit Teilchen, die unter denselben Bedingungen eingetreten sind, verschiedene Bahnen einschlagen und an Radpunkten von verschiedener Umfangsgeschwindigkeit austreten.


Abb. 377. Abb. 378.

Aber auch, wenn man von der gegenseitigen Beeinflussung der Wasserteilchen absieht, und versucht, den Weg eines einzelnen Massenpunktes auf der Schaufel zu bestimmen, stößt man auf große Schwierigkeiten und gelangt nur nach einer umständlichen Rechnung und unter Zulassung vereinfachender Annahmen zum Ziel.[1] Um trotzdem einen Begriff von der Größenordnung der Abweichung des Strahles zu geben, sei zunächst der in den Abb. 377 und 378 dargestellte einfachste Fall be-

[1] S. a. P. Cérésole, Über die Bewegung eines materiellen Punktes auf einer gleichförmig rotierenden Fläche. Zürich, Jean Frank, 1908.

sprochen. In Abb. 377 trifft ein Strahl senkrecht, in der zweiten schief auf eine ebene Wand auf. Im ersten Fall bleibt der Schwerpunkt des abgelenkten Strahles auch beim Fortschreiten der Wand in der Richtung von c_0 in der Strahlachse, im zweiten erhält er eine Geschwindigkeitskomponente quer zur Achse.

Um das Problem den tatsächlichen Verhältnissen bei der Peltonschaufel weiter anzupassen, nehmen wir nunmehr an, die Schaufelfläche sei zylindrisch und das Wasserteilchen treffe schief auf die als Erzeugende des Zylinders gedachte Eintrittskante auf. Jedes Wasserteilchen wird dann durch die von der Schaufel ausgeübte Gegenkraft auch in der Richtung der Erzeugenden beschleunigt, die Wasserbahn ist eine Raumkurve. Die Abweichung aus der Schmiegungsebene ihres ersten Elementes findet sich als

$$s_r = \iint p_t \, dt^2,$$

wenn p_t die Projektion der Beschleunigung p des betrachteten Massenpunktes auf die Erzeugende bedeutet.

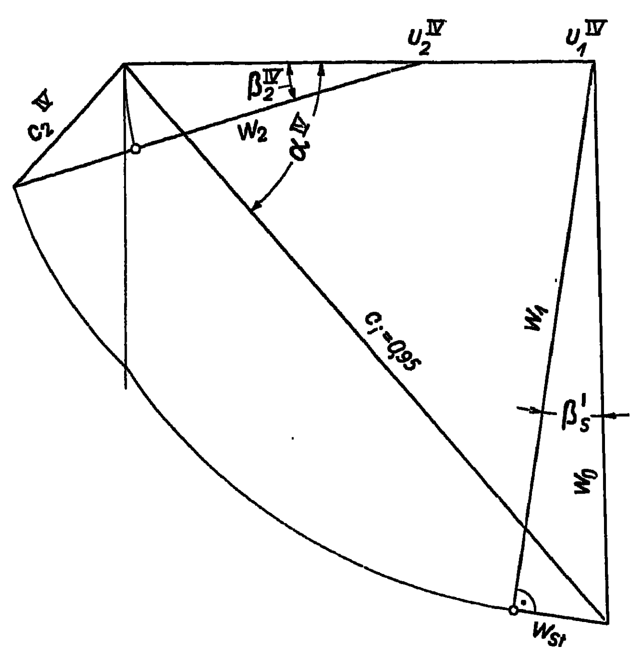


Abb. 379. Konstruktion des Diagrammes. α aus Abb. 373, β_2 aus Abb. 374, β_s' aus Abb. 375 und 376.

Nimmt man die Fließgeschwindigkeit w als konstant an, vernachlässigt man weiters den sekundären Einfluß der räumlichen Krümmung der Bahn, sowie die Veränderlichkeit ihres Krümmungsradius, so ergibt sich

$$s_r \approx 6\,\varrho \cos\varphi;$$

hierin bedeuten ϱ den (konstant gedachten) Krümmungsradius der Bahn und φ den Winkel, den die Erzeugende der Schaufelfläche mit der Strahlachse einschließt. Führt man noch die Breite des Bechers mit

$$B \approx 4\,\varrho$$

ein, so wird dann

$$s_r \approx 1{,}5 \cdot B \cdot \cos\varphi$$

und man erhält für

$\varphi =$ 85°	80°	75°
$s_r =$ 0,13 B	0,26 B	0,39 B.

Diese, die Größenordnung der Abweichungen kennzeichnenden Angaben mögen genügen. An Hand der oben für den Kreiszylinder gefundenen Ergebnisse läßt sich die Ablenkung infolge Schiefstellung der Schaufel schätzen und damit auch die Bahn eines Teilchens auf der Schaufelfläche ausreichend genau einzeichnen.

Die Richtung β_2 für den Austrittspunkt I wird nun zunächst so angenommen, daß die Austrittsgeschwindigkeit c_2 oder deren Meridiankomponente etwa 0,12 bis 0,2 wird. Der Austrittsverlust an dieser Stelle wird dann rund 1,5 bis 4% betragen.

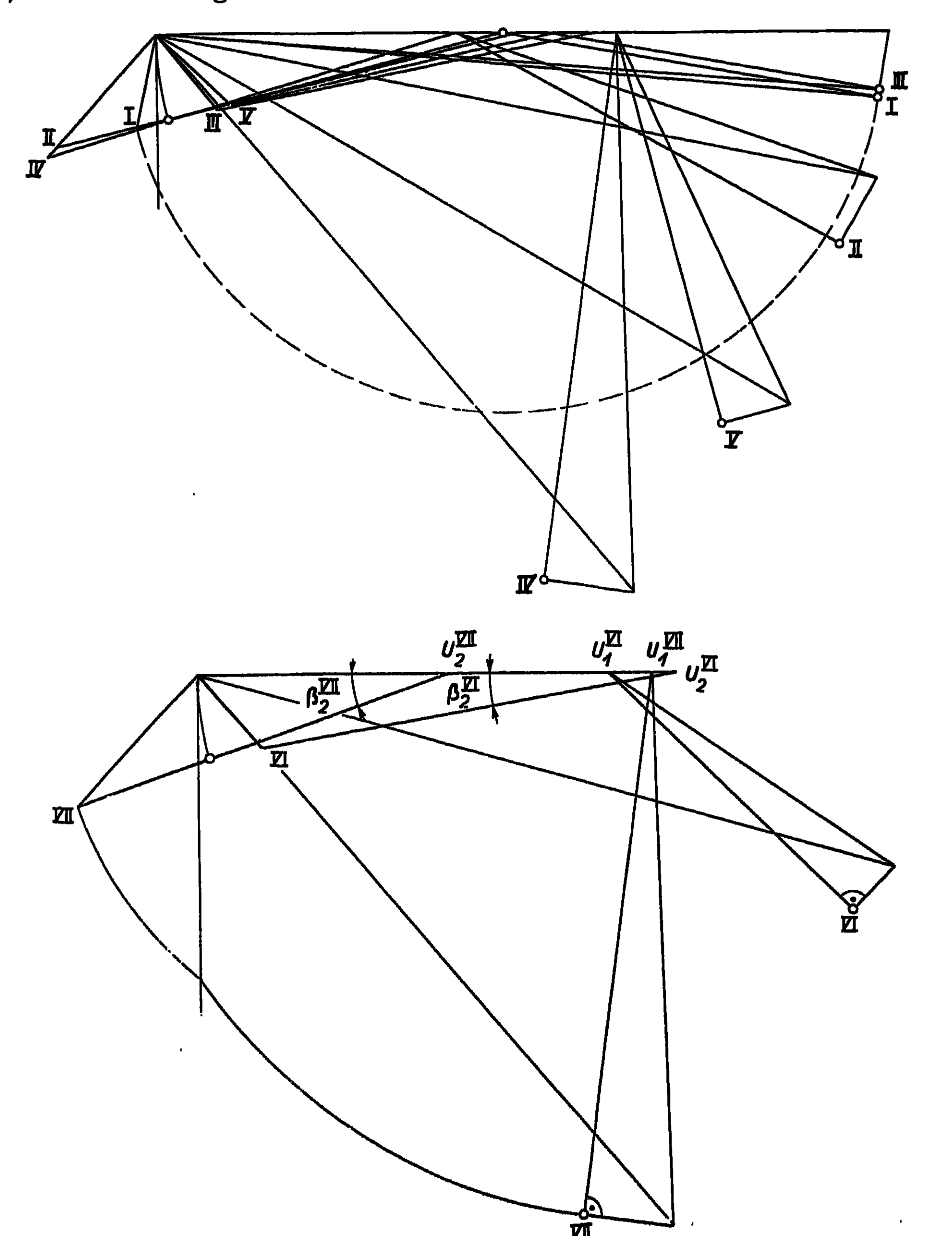


Abb. 880 und 881. Diagramme zum Laufrad Abb. 878.

Die Richtung von w_2 für andere Austrittspunkte wird am besten so angenommen, daß sich alle Vektoren w_2 auf einem Punkt schneiden, der ent-

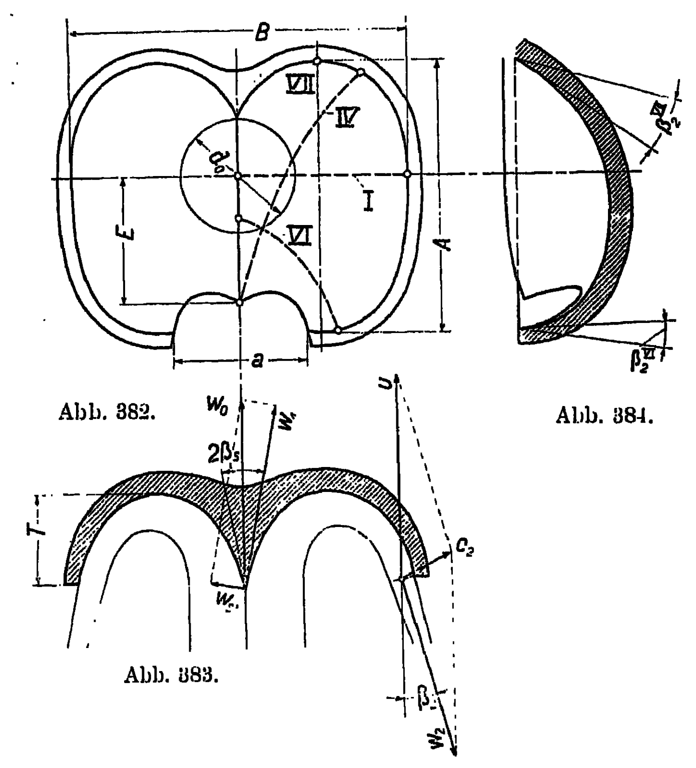


Abb. 382.

Abb. 383.

Abb. 384.

Abb. 382—384. Ansicht und Schnitte der Schaufel nach Abb. 373, Abb. 383 Arbeitsweise des Strahles im Punkt I.

weder auf der Senkrechten durch den Ursprung des Diagramms oder in der Entfernung $w_{2\,\mathrm{I}} = u_{2\,\mathrm{I}}$ vom Beginn von w_2 liegt (s. Abb. 380). Der Austrittsverlust ist infolge der Verschiedenheit der Diagramme bei jedem Wasserteilchen wieder anders, sein Mittelwert für alle Wasserteilchenzusammen müßte, wie bei den Überdruckturbinen, aus der Gleichung

$$\overline{c_2}^2 = \frac{\int c_2^2\, d\,Q}{Q}$$

bestimmt werden.

Die Abb. 374, 379 bis 381 zeigen die Diagramme für das Rad Abb. 373 mit der Schaufel Abb. 382 bis 384. In den Diagrammen ist w_1 aus seiner wirklichen Stellung im Raum mit w_0 als Achse in die Bildebene hineingedreht. Bei Verschiedenheit von u_1 und u_2 bestimmt sich bekanntlich w_2 nach der Gleichung:

$$w_2^2 = w_1^2 - u_1^2 + u_2^2.$$

Graphische Konstruktion gleich wie nach Abb. 3 und 4.

§ 81. Größe und Form der Laufradschaufel.[1]

Wie schon oben besprochen, treten die einzelnen Wasserteilchen außerordentlich verschiedenartig durch die Schaufel durch. Bestimmte Punkte am Eintritt, wie am Austritt werden je nach der Lage der Schaufel zum Strahl in ganz verschiedener Richtung und nach verschiedenen Diagrammen durchflossen. Unter diesen Umständen bleibt nichts anderes übrig, als die Schaufel für einige der wichtigsten Durchflußbedingungen festzulegen und die Übergänge zwischen den so erhaltenen Schaufelschnitten möglichst sanft und stetig zu gestalten.

Den ersten Schnitt durch die Schaufel denken wir uns geführt durch einen Kreiszylinder vom Durchmesser D_1 und zwar machen wir die nicht

[1] Siehe auch E. Reichel und W. Wagenbach: Versuche an Becherturbinen V. D. I. 1918, S. 441 u. f. und V. D. I. 1918, S. 822 u. f.

ganz zutreffende Annahme, daß die Bahn des in Betracht gezogenen Wasserteilchens ganz in dieser Zylinderfläche liege. Das zugehörige Diagramm erscheint dann in der einfachsten Gestalt etwa nach Abb. 374.

Die Schaufel beginnt unter dem halben Schneidenwinkel β_s gegen die Umfangsrichtung geneigt und soll die Wasserteilchen unter dem Winkel β_2 als Mittelwert entlassen. Der Übergang von der einen Richtung in die andere hat möglichst stetig zu erfolgen und so, daß die Summe der Widerstände durch Wandreibung und Turbulenz ein Minimum wird. Dabei sind folgende Punkte zu beachten:

a) Die Form des Schneidenquerschnitts.

Die Eintrittsschneide soll den ankommenden Strahl möglichst verlustfrei teilen. In der ebenen, unendlich breiten Strömung haben sich bekanntlich Formen ähnlich Abb. 385 als Profile kleinen Widerstandes bewährt. Doch wäre es völlig falsch, die Schneide der Peltonschaufel ähnlich formen zu wollen. Der Strahl würde sich kurz nach der Spitze ablösen (Abb. 386) und in der Schaufel zersplittern. Er wird sich nur dann nicht von der Schaufelfläche trennen, wenn die Druckzunahme im Strahl stets gegen die Führungsfläche gerichtet ist, der Krümmungsmittelpunkt der Schnittkurve demnach stets auf der Seite des Strahles liegt.

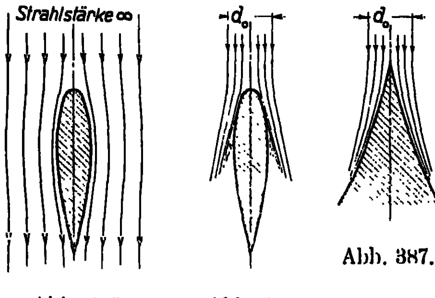


Abb. 385. Abb. 386. Abb. 387.

Die Schneide darf also keine konvexen Stellen aufweisen, sondern muß möglichst scharf angeschliffen und etwa nach Abb. 387 durchgebildet werden.

b) Die Winkelübertreibung am Austritt.

Wir haben bei der Aufzeichnung des Diagrammes vorausgesetzt, daß alle an dem betrachteten Punkt ausfließenden Wasserteilchen gleich abgelenkt werden. Diese Voraussetzung trifft nicht genau zu, einmal, weil sich die Strahlstärke infolge der Ausbreitung des Strahles gegen den Austritt zu stark vermindert und daher die außen am Strahl, also gegen den Krümmungsmittelpunkt der Schaufeln zu gelegenen Wasserteilchen unter größerem Winkel β_2 ausfließen, als die unmittelbar auf der Schaufel strömenden (s. Abb. 388—390). Ein weiterer Grund für die Abweichung gegenüber dem Diagramm liegt darin, daß die Schaufeln in der Regel bis zur Austrittskante gekrümmt sind, Strahlteile unmittelbar auf der Schaufel sonach bis zur Austrittskante unter Druck stehen und daher unmittelbar nach dieser noch eine kleine Beschleunigung s e n k r e c h t zur Austrittsrichtung erfahren, wodurch β_2 unmittelbar nach der Schaufel wiederum etwas größer wird. Soll die im Diagramm erscheinende absolute Austrittsgeschwindigkeit c_2 den M i t t e l w e r t aller Einzelgrößen an diesem Punkt darstellen, so ist die S c h a u f e l unter etwas kleinerem Winkel zu neigen, als im Diagramm angegeben. Ihr Winkel β_2' ist demnach etwas kleiner als β_2 im Diagramm anzunehmen. Der Unterschied wird um so größer

sein, je rascher die Strahlstärke gegen den Austritt zu abnimmt, also je stärker die Krümmung im Verhältnis zur Strahldicke oder je stärker der Strahl im Verhältnis zur ganzen Schaufelbreite B ist. Im Durchschnitt kann angenommen werden:

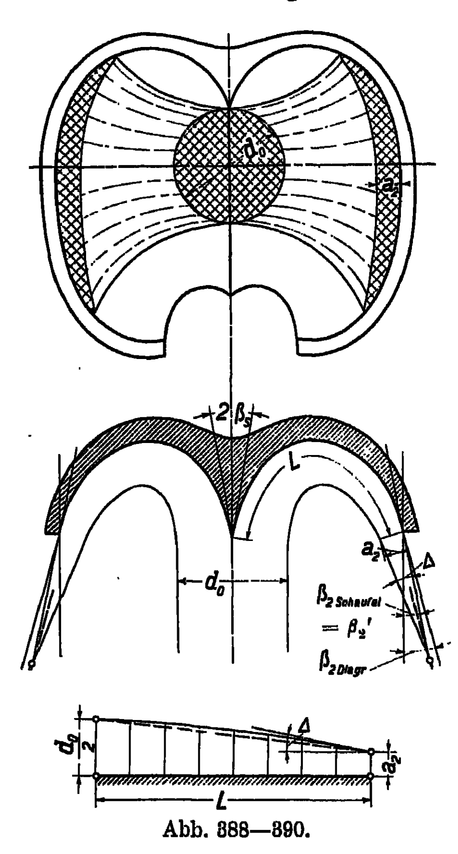


Abb. 388—390.

$$\beta_2 - \beta_2' \approx 15^0 \frac{d_0}{B}, \tag{146}$$

worin also β'_2 den Winkel an der Schaufel, β_2 denjenigen im Diagramm bedeutet. Es ist klar, daß die Differenz $\beta_2 - \beta_2'$ bei ein und derselben Schaufel von der Strahlstärke abhängt; $\beta_2 - \beta_2'$ ist bei stärkstem Strahl, also vollbelasteter Turbine am größten und sinkt bei Leerlauf bis nahezu auf Null herab. Dies heißt, daß mit sinkender Belastung der Austrittsverlust kleiner und theoretisch bei der Strahlstärke 0 ein Minimum wird; tatsächlich tritt dieses Minimum infolge der Verkleinerung von w_2 durch Wandreibung schon früher auf. Die besprochene Erscheinung wirkt bei ein und derselben Turbine immerhin auf eine **Erhöhung** des Wirkungsgrades gegen die kleineren Belastungen hin.

c) Die Schaufelbreite B.

Ist die Schaufelbreite B (s. Abb. 382) im Verhältnis zum Strahl klein, so trifft dies gewöhnlich auch für die übrigen Abmessungen der Schaufel zu. Der Strahl breitet sich aus diesem Grunde, wie auch weil der ganze Wasserweg kleiner, die Zeit des Durchströmens der Schaufel kürzer ist, verhältnismäßig wenig aus, er kommt mit einer Wandfläche kleineren Ausmaßes in Berührung; die Wandreibung hält sich dabei in engen Grenzen. Auf der anderen Seite sind die Wasserbahnen stark gekrümmt, die Strahlstärke ist im Vergleich zum Krümmungsradius groß, ebenso die Druckzunahme im Strahl gegen die Schaufel zu, wodurch wieder eine Steigerung der Turbulenzverluste bedingt ist. Auch hier ändern sich die Verhältnisse bei ein und derselben Turbine mit der Belastung, d. h. mit der Strahlstärke. Die Turbulenzverluste durch scharfe Krümmung überwiegen bei Vollast, die Verluste durch Wandreibung bei kleinen Belastungen. Günstigste Verhältnisse scheinen einzutreten, wenn

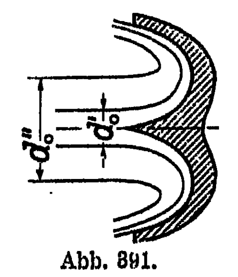


Abb. 391.

$$B \approx 3{,}5 \div 4\, d_0 \tag{147}$$

ist. Soll das Maximum der Wirkungsgradkurve stark nach der Seite der vollen Belastung liegen, so wird man die eben angegebenen Abmessungen

für B einhalten; soll dagegen der höchste Punkt der Wirkungsgradkurve mehr gegen Teilbelastungen zu liegen, so wird man kleinere Schaufelbreiten wählen, etwa

(147 a) $$B \approx 2{,}8 \div 3{,}2 \cdot d_0.$$

d) Die Übergangskurve zwischen Ein- und Austritt.

Um die bei der Aufstellung des Diagrammes vorausgesetzte Energieumsetzung im Laufrad zu erhalten, sind die Wasserteilchen von der Richtung von w_0, bzw. w_1 in diejenige von w_2 überzuführen. Über die Art des Überganges ist nichts ausgesagt. Maßgebend ist also allein die Rücksicht auf die hydraulischen Verluste, die möglichst klein zu halten sind. Die Abb. 392—394 lassen ohne weiteres die verschiedenartigen Lösungen in zwei Extremen und einer guten, mittleren Form (394) erkennen. Da der Strahl auf der Schaufel beim Eintritt noch am stärksten, beim Austritt infolge der Verbreiterung am schwächsten ist, so wären am Eintritt größere, am Austritt kleinere Krümmungsradien der Schaufel am günstigsten. Es würde also von diesem Standpunkt allein aus gesehen die Form nach Abb. 392 am vorteilhaftesten erscheinen, während die nach Abb. 393 in dieser Richtung als ungünstig beurteilt werden müßte. Allein neben diesem Gesichtspunkt ist der weitere zu beachten, daß die Schaufel hinsichtlich Dauerfestigkeit keine allzu schwachen Punkte aufweisen darf. Steht die Schneide über den Austrittsteil der Schaufel stark vor (Abb. 392), so tritt die größte Biegungsbeanspruchung durch Strahldruck in der Schneide auf, die, weil sehr dünn angeschliffen und gußtechnisch von ungünstiger Form und Lage, leicht zu Rißbildung neigt (s. § 85). Steht die Eintrittskante, wie Abb. 393 es zeigt, gegen die Austrittskante zurück, so liegen die Verhältnisse hinsichtlich der Dauerfestigkeit der Eintrittskante wesentlich günstiger. Die Mittelform nach Abb. 394, bei der die Eintrittskante ungefähr in der gleichen Ebene mit der Austrittskante liegt, scheint den beiden einander entgegengesetzten Forderungen etwa am besten zu entsprechen. In der Tat zeigen die praktischen Ausführungen im Hauptschnitt der Schaufel fast alle eine Form ähnlich Abb. 394 oder eine solche, bei der die Eintrittskante nur ganz wenig gegenüber der Austrittskante vor- oder zurücksteht.

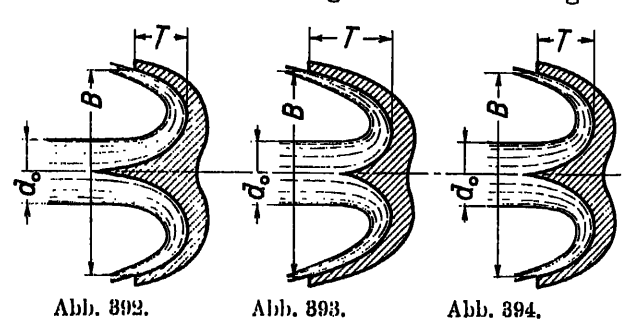


Abb. 392. Abb. 393. Abb. 394.

Ist die gegenseitige Lage von Ein- und Austrittskante im Hauptschnitt gewählt, so kann die Schaufel immer noch mehr oder weniger tief oder flach ausgeführt werden. Größere Tiefe ergibt bessere Ausbildung der Eintrittsschneide, aber größere Krümmungen am Grunde der Schaufel. Das Verhältnis der Schaufeltiefe zur Schaufelbreite wird am besten mit

(148) $$T : B \approx 0{,}25 \div 0{,}27 \div 0{,}3$$

bemessen.

Für die übrigen Schnitte quer zur Schaufel, d. h. parallel zu dem eben besprochenen Hauptschnitt, gelten die gleichen Gesichtspunkte, nur tritt für den äußeren Teil der Eintrittskante noch der weitere Umstand hinzu, daß man hier die Eintrittskante in bestimmter Lage zum Strahl auszuführen wünscht und ihr damit auch eine bestimmte Neigung gegenüber dem Radius geben muß (s. § 83).

e) Die Schaufelform in der Umfangsrichtung gesehen.

Zur Bestimmung des Schaufelumrisses wird der Strahlquerschnitt gewöhnlich in der Lage der kleinsten Achsendistanz, also entsprechend dem Punkte 1 in Abb. 373 gezeichnet. Die Eintrittskante braucht, da kein anderer Strahlquerschnitt näher an die Turbinenachse zu liegen kommt, von dem innersten Punkt des Kreises nicht oder nicht wesentlich weiter radial einwärts verlängert zu werden. Da man bestrebt sein muß, sämtliche Wasserteilchen möglichst gut von der Mittelebene des Rades abzulenken, werden die Schaufeln von dem besprochenen innersten Punkt der Eintrittskante an etwa so durchgebildet, wie es in Abb. 382, sowie auf Taf. 37 und 38 gezeigt ist. Der äußere Punkt der Eintrittskante ist nach folgenden Gesichtspunkten anzunehmen: Wie in § 82 besprochen werden wird, fällt die Schaufelzahl um so größer aus, je weniger die Spitze der Eintrittsschneide über den innersten Strahlquerschnitt radial hervorsteht. Wird nun dieser äußerste Punkt zu stark nach außen verlegt, so erhält man zwar weniger Schaufeln, allein diese werden in radialer Richtung groß; überdies dreht sich die Schaufel von ihrem ersten Zusammentreffen mit dem Strahl bis zum Eintritt des letzten Wasserteilchens gegenüber dem Strahl erheblich mehr, was höhere Störungsverluste beim Durchtritt der Schaufel durch den Strahl und andere Nachteile zur Folge hat. Als günstigste Werte für den Abstand E des äußersten Punktes der Eintrittsschneide vom Berührungspunkt zwischen Grundkreis und Strahlachse (Abb. 382), wählt man am besten etwa

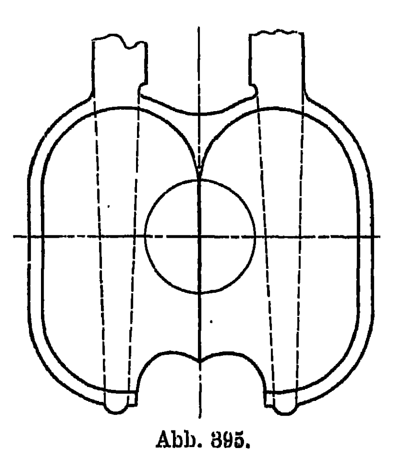


Abb. 395.

$$E \approx 0{,}9 \div 1{,}2\, d_0. \tag{149}$$

Die Kurve der Austrittskante wird dann noch etwa so weit radial auswärts geführt, wie in Abb. 382 gezeigt, und so geformt, daß sie ungefähr als Doppelellipse erscheint, deren zusammenstoßende Bögen an der Eintrittsschneide bis zur Geraden abgeplattet sind. Statt dieser Form kann auch eine solche nach Abb. 395 gewählt werden, bei der die Austrittskante aus Geraden und Kreisbögen zusammengesetzt ist.

f) Weitere Schaufelschnitte.

Nachdem die Hauptansicht nach Abb. 382 und der Hauptquerschnitt nach Abb. 383 gezeichnet sind und die Eintrittskante unter Beachtung des in § 83 Gesagten festgelegt ist, wird man sich zunächst den durch den tiefsten Punkt

des Hauptschnittes gehenden Längsschnitt mit einer Ebene senkrecht zur Turbinenachse aufzeichnen, der innen und außen die durch das Diagramm gegebenen Austrittswinkel (minus Winkelüberteibung) aufweisen muß. Damit liegen Breite und Tiefe der Schaufel an jeder Stelle fest und man kann sich nun, unter allfälliger gegenseitiger Korrektur, weitere Querschnitte parallel zum Hauptschnitt durch die Schaufel legen, s. Taf. 37 und 38. Als solche kommen in erster Linie in Betracht: der Schnitt etwa durch die Spitze der Eintrittsschneide und ein weiterer durch den Grund der Schaufel. Die Austrittskante wird in der Regel in eine Ebene gelegt.

Aus den bisher besprochenen Elementen läßt sich eine den Vorschriften des Diagramms entsprechende, überall stetig verlaufende Schaufelfläche bilden; die für den Modellschreiner notwendigen Schablonen können ebenfalls aufgezeichnet werden. Zur Kontrolle der Stetigkeit, wie auch um Brettschnitte zur Anfertigung des Modelles zu erhalten, kann man sich, wie in Abb. 411 und 412 geschehen, eine Anzahl weiterer Schnittkurven, z. B. alle parallel zur Austrittsebene, aufzeichnen.

Auch hier ist, wie bei den Schaufelplänen der Francisturbine, darauf zu achten, daß der Schreinerei die Zeichnung in einem Maßstab, entsprechend dem Gesamtschwindmaß des Materiales von Modell und Endprodukt, geliefert wird (z. B. Bronze + Stahlguß).

§ 82. Die Anzahl der Schaufeln.

Die günstigste Schaufelzahl ist hier nach ganz anderen Gesichtspunkten zu beurteilen und zu suchen, als bei der Francis-Turbine. Die bei dieser maßgebende Rücksicht auf Schaufelbelastung und gute Wasserführung fällt bei der Pelton-Turbine weg. An deren Stelle tritt diejenige auf das mehr oder weniger häufige Einschneiden der Schaufel in den Strahl und die Forderung, daß alle Wasserteilchen ihre kinetische Energie möglichst vollständig an das Laufrad abgeben müssen.

Wie im § 84 näher ausgeführt werden wird, bedeutet das Einschneiden der Schaufel in den Strahl eine erhebliche Störung des letzteren; ein Teil des Wassers erhält hiebei in der Regel eine schroffe und ungünstige Ablenkung nach außen. Man wird daher die Schaufelzahl nicht größer machen als unbedingt notwendig ist.

Diese minimal noch zulässige Schaufelzahl ergibt sich nun aus der zweiten Forderung, daß möglichst kein Wasserteilchen durch die Turbine durchgehen soll, ohne den größten Teil seiner Energie an eine der Schaufeln abgegeben zu haben. Man kann annehmen, daß ein solches Teilchen nicht mehr vollständig in der Schaufel arbeitet, wenn der absolute Wasserweg in einem Punkte endigt, der schon außerhalb des äußersten Radkreises liegt. Als Grenzpunkt ist sonach der in Abb. 396 mit C bezeichnete anzunehmen. In diesem Punkt müßte das letzte Wasserteilchen das Laufrad verlassen haben. Es muß natürlich schon in einem weiter gegen den Eintritt zu gelegenen Punkt B eingetreten sein. Der Abstand der beiden Punkte B und C in Abb. 396 ist nichts anderes als die Projektion des absoluten Wasserweges auf die Strahlrichtung; dabei ist vorausgesetzt, daß das Wasserteilchen stets in

einer Ebene parallel zur Turbinenachse verbleibe. Der absolute Weg könnte genau bestimmt werden, wenn der Verlauf des entsprechenden relativen Weges bekannt wäre. Dieser kann jedoch angesichts der früher schon erwähnten Schwierigkeiten nur schätzungsweise eingezeichnet werden. Man wird jedoch

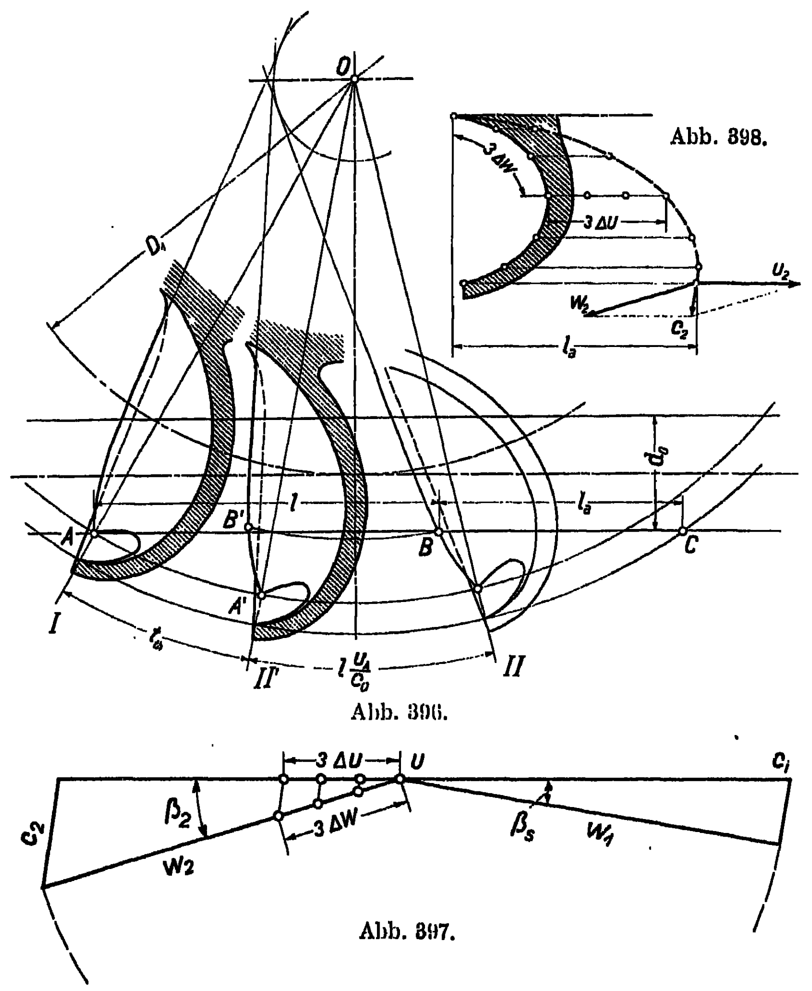


Abb. 396—398. Bestimmung der Teilung. Abb. 397 Diagramm für den Hauptschnitt, Abb. 398 Konstruktion des relativen Wasserweges daselbst.

die Lage des Punktes B genügend richtig erhalten, wenn man die Projektion l_a des dem Hauptschnitt entsprechenden absoluten Wasserweges, s. Abb. 397 und 398, vom Punkt C an nach rückwärts abträgt. Das letzte Wasserteilchen, das also im Punkt B auf die Schaufel auftrifft, ist dasjenige, das am Ende des Einschneidens der Schaufel, also in Abb. 396 bei A, als letztes noch der vorangehenden Schaufel zuströmt. Bis es auf diese im Punkt B auftrifft, hat es noch den Weg $\overline{AB}$ mit der Geschwindigkeit C_0 zurückzulegen und wird dazu die Zeit $\frac{\overline{AB}}{C_0}$ benötigen. In der gleichen Zeit legt

der äußerste Punkt A der Schaufelschneide eine bestimmte Wegstrecke mit der Geschwindigkeit U_a (entsprechend dem Radius r_a) zurück. Da beide Geschwindigkeiten konstant sind, verhalten sich die Wege wie die Geschwindigkeiten selbst, der Punkt A hat also in dem betrachteten Zeitabschnitt den Weg

$$\overline{AB}\,\frac{U_a}{C_0} = l\,\frac{u_a}{c_0}$$

zurückgelegt.

Die Schaufel II muß also zu dem Zeitpunkt, in dem das Wasserteilchen bei A an der Schaufel I vorbeiwischt, in der gegen II um den Weg $l\frac{u_a}{c_0}$ zurückliegenden Stellung II' stehen, wodurch die theoretische Teilung t_{th} des Rades bestimmt ist. Wird sie mit einem größeren als dem gefundenen Wert ausgeführt, so werden nicht mehr alle Wasserteilchen vollkommen in der Schaufel arbeiten; wird sie kleiner gemacht, so sind die Störungen des Strahles durch den Schaufeldurchtritt unnötig häufig. Natürlich muß die Teilung endgültig so gewählt werden, daß sich eine ganze Zahl von Schaufeln ergibt. Der zuerst gefundene Betrag der Teilung ist dementsprechend ab- oder auch (in geringem Maße) aufzurunden.

Einen etwas anderen Weg zur Schaufelzahlbestimmung hat Escher[1] gezeigt. Er benützte den relativen Weg, den ein Wasserteilchen auf einer sich mit dem Rad drehenden und senkrecht auf dessen Achse stehenden Ebene beschreibt, wenn es in keiner Weise abgelenkt wird.

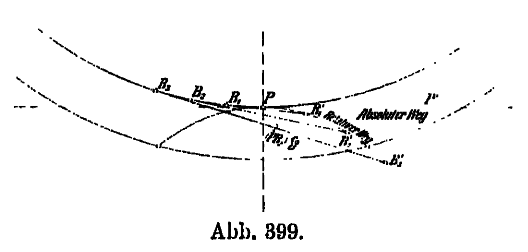


Abb. 399.

Nach Abb. 399 werden, ausgehend vom Punkt P, Punkte der relativen Bahn gefunden, indem man auf dem durch P gehenden Kreis beliebige Bögen $\widehat{PB_1}$, $\widehat{PB_2}$ usw. und auf den Tangenten in deren Endpunkten Strecken abträgt von der Größe

$$\widehat{PB_1}\,\frac{c_0}{u}, \quad \widehat{PB_2}\,\frac{c_0}{u} \ldots.$$

Während der Punkt P beispielsweise um PP' gleich B_2B_2' fortschreitet, bewegt sich der Punkt B_2 nach P; seine Tangente fällt dann mit der Richtung von c_0 und der Punkt B_2' mit P' zusammen, was ja der Definition des relativen Weges entspricht.

Ein weiteres Verfahren zur Bestimmung des relativen Wasserweges zeigt Abb. 400. Während das Wasserteilchen in A die Strecke $\overline{AB}$ zurücklegt, schreitet der mit A zusammenfallende Punkt des Rades um $\widehat{AA'} = \overline{AB}\,\frac{u}{c_0}$ fort nach A'. Der Punkt P der relativen Bahn, der sich in B mit dem Strahlpunkt deckt, wird nun erhalten, wenn man B um den durch AOA' bestimmten Winkel zurückdreht. Der Scheitelpunkt der relativen Bahn ergibt

[1] Escher, Schweiz. Bauzeitung 1905 und Escher-Dubs, Die Theorie der Wasserturbinen. 3. Aufl. Berlin 1924.

sich, wenn die angegebene Konstruktion mit B' als Ausgangspunkt durchgeführt wird. Die Gerade OP' ist, wie ohne weiteres einzusehen, Symmetrale des relativen Wasserweges.

Einfacher und für die Praxis fast immer genügend genau läßt sich diese relative Bahn als ein durch drei ihrer Punkte (A, P' und P'') gehender Kreis darstellen (in Abb. 400 dünn ausgezogen).

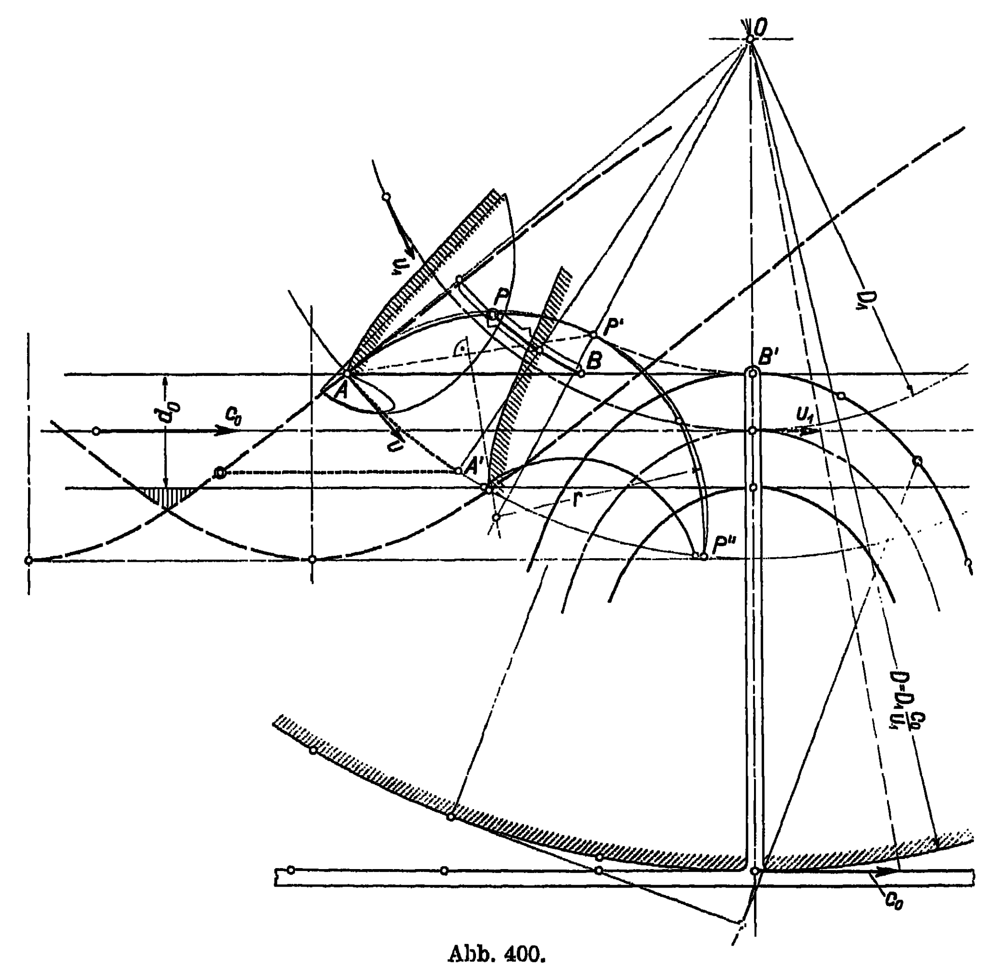


Abb. 400.

Der relative Wasserweg ergibt sich auch als verlängerte Evolvente, deren Grundkreis den Durchmesser

$$D = D_1 \frac{c_0}{u_1}$$

besitzt, der also dem Kreisumfang (Zahnrad) entspricht, der gleich schnell umläuft, wie sich der Strahl (Zahnstange) vorwärts bewegt (s. Abb. 400).

Zur Bestimmung der Teilung kann der relative Wasserweg in folgender Weise verwendet werden: Man zeichnet sich diesen Weg für den Eintrittspunkt P_1 des letzten, vor einer neuankommenden Schaufel noch durchtretenden

Wasserteilchens (s. Abb. 401) und erhält nun die Teilung, indem nach Wahl des Auftreffpunktes A von da die Eintrittskante bis zum äußersten Umfang gezogen wird.

Aus der Konstruktion folgt, daß die Teilung mit dem Laufraddurchmesser und der Entfernung des Punktes P vom Eintrittsumfang zunimmt.

In ganz analoger Weise, wie vorhin die Bahn festgestellt wurde, die ein freies Wasserteilchen auf einer sich mit dem Rad drehenden Ebene beschreibt, kann auch der Weg bestimmt werden, den ein Punkt der Schaufel auf einer sich mit dem Strahl bewegenden Ebene durchläuft (Abb. 400). Man erhält so die Kurven, nach denen der Strahl von den Schaufeln angeschnitten wird, s. Abb. 400, 368 und 369, sowie Taf. 38.

§ 83. Die Neigung der Schaufel gegenüber dem Radius.

Wie schon unter Beiziehung der Abb. 377 und 378 ausgeführt, wird der Strahl in der Richtung der Schaufelerzeugenden (bei zylindrisch gedachter Schaufel) nur dann nicht abgelenkt, wenn diese senkrecht auf ihm steht; eine Bewegung der Erzeugenden in ihrer eigenen Richtung ändert an dieser Sachlage nichts. Will man also, daß die Projektion des Wasserweges auf eine Ebene senkrecht zur Radachse gerade sei, so muß die Tangente der durch einen Schnitt normal zur Achse erhaltenen Schaufelschnittkurve senkrecht auf der Strahlrichtung stehen. Dies gilt in besonderem Maße von der Eintrittskante, weil eine Ablenkung an dieser Stelle sich durch die ganze Schaufel hindurch fühlbar macht. Hierbei ist besonderer Wert auf das Bereich zu legen, in dem die Schaufel von dem ganzen Strahl getroffen wird. Das erste Mal ist dies der Fall, wenn ihre Eintrittskante gerade den vollen Strahl anschneidet, wenn sie also in der Stellung *I* (Abb. 401) steht, das letzte Mal, wenn das Wasserteilchen, das bei *III* gerade noch vor der neu ankommenden Schaufel ins Rad tritt, die vorausgehende Schaufel einholt. Der letztere Punkt findet sich in seiner relativen Lage einfach als Schnittpunkt der, der inneren Strahlbegrenzung entsprechenden relativen Bahn von einer Eintrittsspitze aus mit der Eintrittskante der vorausgehenden Schaufel (*III'* in Abb. 401), in seiner absoluten Lage, indem der Kreis durch *III'* um das Turbinenmittel mit dem absoluten Weg zum Schnitt gebracht wird (*III*). Am besten wird nun die Eintrittskante in der Mitte zwischen dem ersten und letzten Auftreffen des vollen Strahls senkrecht auf diesen gestellt.

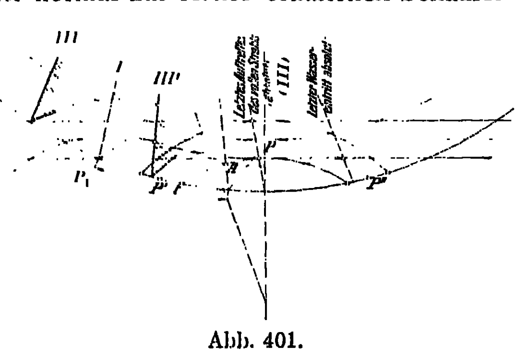


Abb. 401.

Die gleiche Bedingung kann sinngemäß auch auf die Austrittskante angewandt werden, die entsprechend der Länge des absoluten Wasserweges später zur Wirksamkeit kommt. Die Ein- und Austrittskanten werden dann gegeneinander geschränkt. Will man sie lieber parallel haben, so richtet

sich die Neigung nach der Eintrittskante oder man wählt sie senkrecht zum Strahl in der Mitte zwischen dem ersten Auftreffen und dem letzten Austritt des vollen Strahls. Immer aber gibt es nur eine Stellung der Schaufel, die keine Abweichung des Strahles radial ein- oder auswärts bewirkt. Vor ihr wird das Wasser durch die Schaufel einwärts, nach ihr auswärts gedrängt; allein, solange die Unterschiede der Winkel zwischen Schaufelerzeugender und Strahl klein, beispielsweise beim Größtwert weniger als 20°, im Mittel also weniger als 10° sind, bedeutet auch die Strahlablenkung keinen übergroßen Nachteil.

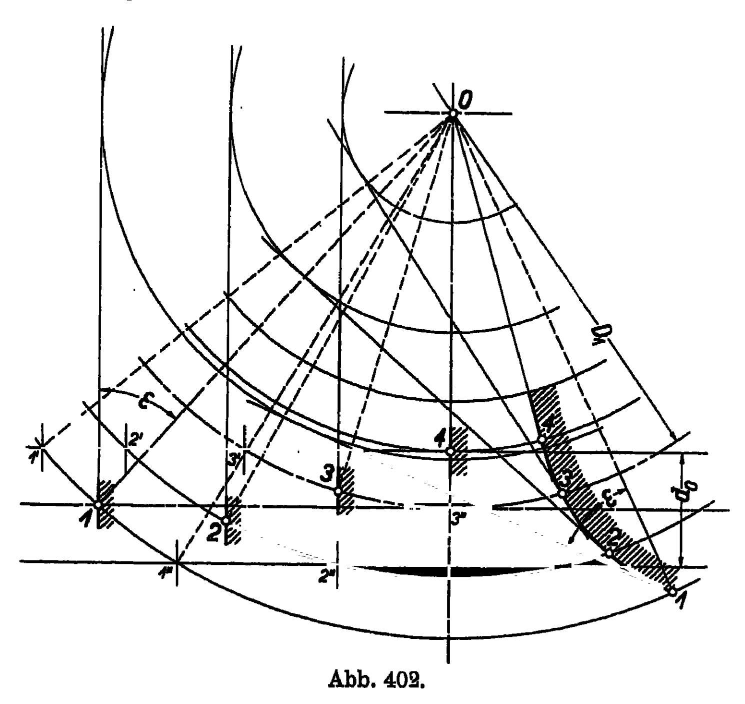


Abb. 402.

Statt die Eintrittskante gerade auszuführen und sie so zu neigen, wie eben besprochen, kann man das Verfahren auch nur auf einzelne Elemente der Eintrittskante anwenden. Sie wird dann außen am meisten, gegen innen zu weniger geneigt, also gekrümmt ausfallen, s. z. B. Abb. 402.

Das gleiche Verfahren läßt sich sinngemäß auf die Austrittskante übertragen; nur kommen bei solcher Formgebung die beiden Kanten stark windschief zueinander zu liegen, auch wechseln die Schaufeltiefen der verschiedenen Querschnitte sehr stark, die Gesamtform der Schaufel wird ungünstig.

In der Regel werden Zwischenformen nach Abb. 396 mit an der Spitze schwach zurückgebogener Eintrittskante ausgeführt.

Da im allgemeinen die Abführung radial einwärts strömender Wasserteilchen größere Schwierigkeiten (besonders bei senkrechter Welle) verursacht, zieht man oft vor, der Schaufel eine größere Neigung zum Radius zu geben, als der Forderung kleinster Gesamtablenkung entsprechen würde und zwar zu dem Zweck, eine größere Ablenkung nach außen zu erzielen.

§ 84. Der Strahlausschnitt an der Schaufel.

Wie schon aus einem Vergleich zwischen der Richtung der relativen Eintrittsgeschwindigkeit an den äußeren Punkten der Schaufel (z. B. w_0 in Abb. 379) und der durch die Austrittswinkel β_2 gegebenen Form des Bechers (Abb. 373) in den äußeren Punkten hervorgeht, ist die relative Eintrittsrichtung des Strahles im äußeren Teil der Schaufel sehr viel mehr einwärts geneigt, als die Flächenelemente des Austrittes an den selben oder benachbarten Stellen ($180 - \beta_1 > \beta_2$). Es würde also, wenn man die ellipsoidartige Form der Schaufel auch an der Eintrittsstelle des Strahles unverändert beibehalten wollte, der Strahl dort mit starkem Stoß auftreffen; der Wirkungsgrad würde dadurch außerordentlich ungünstig beeinflußt. Man erkennt, daß die äußeren Teile der Schaufelfläche mindestens auf Strahlbreite ausgeschnitten werden müssen; es ist demnach einmal die beste Form der Kurve des Ausschnittes und sodann die Führung der von dieser ausgehenden Erzeugenden der Ausschnittsfläche genauer zu besprechen.

a) Die Form der Ausschnittskante auf der Schaufelfläche.

Früher wurde diese einfach dadurch festgelegt, daß man sich in der Stellung der Schaufel, in der die Spitze der Eintrittsschneide mit dem Strahl zum erstenmal in Berührung tritt (Punkt *A* in Abb. 400), die Durchdringungskurve des Strahlzylinders mit der Schaufelfläche aufzeichnete, was nach Führung einzelner ebener Schnitte senkrecht zur Turbinenachse durch Strahl und Schaufelfläche leicht gelingt. Ein solcher Ausschnitt hat die Eigenschaft, daß alle seine Punkte gleichzeitig in den Strahl eintreten. Es werden zunächst ungefähr halbkreisförmige Schalen des Strahles abgelöst und auf der Schaufelfläche abgelenkt, während der Rest die vorangehende Schaufel einholt. Später dringt die Eintrittsspitze rascher vor als die äußeren Punkte, wodurch die Querschnitte des auf die vorangehende Schaufel (*II* in Abb. 396) entfallenden Strahles immer ungünstigere Formen annehmen. Ausschnitte, die, von der Eintrittsspitze an gerechnet, weniger tief geführt sind als der eben beschriebene, erscheinen insofern günstiger, als die auf die Schaufel *II* zueilenden Querschnitte eine Form haben, die sich bei der Teilung des Strahles durch die Eintrittsschneide von Schaufel *II* weniger zersplittert (s. Taf. 37 und 38). Allerdings gelangen dann auf Schaufel *I* zuerst Wasserteilchen, die von der zentralen Eintrittsschneide abliegen, die Eintrittsspitze dringt erst etwas später in den Strahl ein. Dies würde in zu ausgesprochenem Maße ebenfalls ungünstig wirken. Man wird sich daher am besten zuerst die Durchdringungskurve von Strahl und Schaufelfläche aufzeichnen und dieser gegenüber den tatsächlichen Ausschnitt so führen, daß seine größte Tiefe von der Eintrittsspitze an gemessen etwas geringer, in der Regel etwa die Hälfte derjenigen der Durchdringungskurve des Strahles wird.

Die obere Breite des Ausschnittes muß etwas größer werden als dem Strahldurchmesser d_0 entspricht. Einmal werden die äußersten Tropfen des Strahles schon etwas weiter ab von seiner Achse strömen und sodann können kleine Ungenauigkeiten in der Ausführung oder in der Befestigung der Schaufeln diese gegenüber dem Strahl axial etwas verlegen. Um diesen

beiden Umständen Rechnung zu tragen, empfiehlt es sich, die Weite des Strahlausschnittes etwa mit

(150) $$a = 1{,}2\, d_0 + 5 \text{ mm}$$

zu bemessen.

b) Die Erzeugenden der Ausschnittsfläche.

Grundsätzlich sollten diese so geführt werden, daß die von der Ausschnittskante nicht mehr erfaßten Wasserteilchen ungehindert und unabgelenkt der vorangehenden Schaufel zuströmen können. Dies ist z. B. in der Stellung *I* der Abb. 403 schon der Fall, wenn die Erzeugende nach der zu dieser Lage gehörenden relativen Bahn (ausgezogen) geformt ist. Wird die Schaufel nach ihr ausgeschnitten, so gleitet das Wasserteilchen drucklos auf der so entstandenen Fläche.

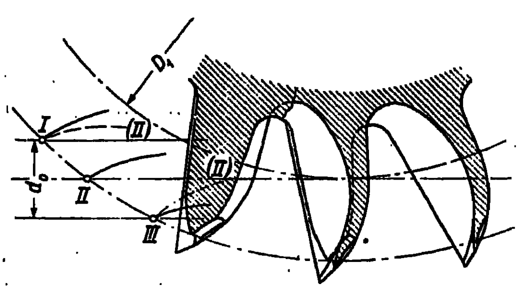


Abb. 403. Relative Wege in den Punkten *I*, *II* und *III* stark ausgezogen, zum Vergleich Weg *II* gestrichelt auch in den Stellungen *I* und *III* angegeben.

Nun wechseln aber Eintrittswinkel und Form des relativen Weges zwischen der Eintritts- und Austrittsstelle der Schneidenspitze aus dem Strahl von Punkt zu Punkt, s. Abb. 403; die Änderung ist um so erheblicher, je stärker der Strahl im Verhältnis zum Raddurchmesser ist. Wird die Neigung der Ausschnittsfläche nach den Verhältnissen beim Eintritt der Schaufel in den Strahl bestimmt, so ist sie für alle Schaufelstellungen zwischen Ein- und Austritt der Ausschnittskurve zu groß, der Strahl sucht sich von ihr abzulösen. Dadurch treten an der Berührungsstelle zwischen Strahl und Schaufel Unterdrücke auf, denen zufolge das Schaufelmaterial mehr oder weniger rasch angegriffen wird. Es entstehen die sogenannten Spitzenkorrosionen. Neigt man, um diese zu vermeiden, die Erzeugenden der Ausschnittsfläche entsprechend den Verhältnissen beim Austritt der Ausschnittskurve aus dem Strahl, so wird dieser zuerst, d. h. am Eintritt, nach außen abgelenkt, abgeplattet und daher in ungünstiger Form auf die vorangehende Schaufel auftreffen. Die beiden genannten Nachteile sind natürlich um so ausgesprochener und damit um so schwerer zu vermeiden, je größer das Verhältnis der Durchmesser von Strahl und Rad, je höher also die spezifische Drehzahl für einen Strahl ist. Am besten ist es, wenn die Ausschnittsfläche so geführt werden kann, daß sich der Strahl, sofern die Luft ausreichend gut zukommt, schon an der Kante ablöst und die Fläche gar nicht berührt. Leider ist dieser Weg in der Regel nicht gangbar, weil von der Schaufel zu viel weggeschnitten, diese also zu schwach würde. Es muß daher häufig eine Kompromißform gewählt werden, die keinen der oben genannten Nachteile zu stark werden läßt.

§ 85. Die Kräftewirkung auf die Schaufel.

Auf die Schaufel wirken zwei Arten von Kräften; die Zentrifugalkraft und die Strahlkraft, die, schon ihres verschiedenen Charakters wegen, getrennt zu betrachten sind.

a) Die Zentrifugalkraft.

Ist G das Gewicht der Schaufel, U die Umfangsgeschwindigkeit in m/s, R der Radius des Schwerpunktes der Schaufel einschließlich Rippen und Befestigungslappen, so ist die Zentrifugalkraft P_z:

(151) $$P_z = \frac{G}{g}\frac{U^2}{R}.$$

In der Regel liegt der Schwerpunkt ungefähr auf dem Grundkreis vom Durchmesser D_1, so daß P_z auch genügend genau nach der Gleichung

(152) $$P_z = \frac{2\,G}{g}\frac{u_1^2}{D_1}\,2\,g\,H = \frac{4\,G\,H\,u_1^2}{D_1}$$

bestimmt werden kann. Wird z. B. die spezifische Umfangsgeschwindigkeit u_1 für normalen Gang zu 0,45 angenommen, so wird die Zentrifugalkraft bei normaler Drehzahl

$$P_{z(n)} = 0{,}8\,\frac{G\,H}{D_1}$$

für beliebige Drehzahl sonach zu

$$P_z = 0{,}8\,\frac{G\,H}{D_1}\left(\frac{n}{n_{(n)}}\right)^2.$$

Die Leerlaufdrehzahl liegt ungefähr bei der spezifischen Umfangsgeschwindigkeit 0,86 bis 0,9. Der Höchstwert der Zentrifugalkraft wird also unter den schon gemachten Annahmen etwa

(153) $$P_{z\max} = 3 \div 3{,}2\,\frac{G\,H}{D_1}.$$

Bei festgebremstem Rad ist sie natürlich gleich 0.

Da, abgesehen von dem seltenen Fall des vollständigen Durchbrennens, sich die Drehzahl einer Turbine während des Betriebes nur in sehr engen Grenzen ändert, darf die Belastung und die Beanspruchung des Materials durch die Zentrifugalkraft als ruhend angenommen werden.

b) Die Strahlkraft.

Die Größe der auf das ganze Rad wirkenden Kraft P_{t_R} ist aus der Impulsgleichung

$$P_{t_R} = \frac{\gamma\,Q}{g}\,(C_{u0} - C_{u2})$$

zu bestimmen. P_{t_R} wirkt auf dem Radius $\frac{D_1}{2}$; dabei ist vorausgesetzt, daß die Wasserteilchen in einer Ebene senkrecht zur Turbinenachse nicht abgelenkt werden. Wollen wir die Kraft auf e i n e S c h a u f e l, so ist für Q nicht die Strahlwassermenge, sondern diejenige einzuführen, die in der Zeiteinheit auf die S c h a u f e l gelangt. Wir können sie schreiben als

$$Q_{Sch} = Q\,\frac{w_0}{c_0} = Q\,\frac{c_0 - u_1}{c_0} = \frac{\pi}{4}\,d_0^2\,c_0\,\frac{c_0 - u_1}{c_0}\,\sqrt{2\,g\,H}.$$

Ferner ist, wenn wir der Einfachheit wegen für alle Wasserteilchen die Verhältnisse des Hauptschnittes der Schaufel zugrunde legen:

$$C_{u0} = c_0\,\sqrt{2\,g\,H};\quad C_{u2} = [u_1 - (c_0 - u_1)\cos\beta_2]\,\sqrt{2\,g\,H}.$$

Der Austrittswinkel β_2 ist so klein, daß in obiger Gleichung $\cos\beta_2 = 1$ gesetzt werden darf, womit sich ergibt:

(154) $$P_t = 4\gamma H \frac{\pi}{4} d_0^2 (c_0 - u_1)^2.$$

Die Gleichung für P_t ist also wiederum quadratisch, nur erreicht der Betrag der Kraft den Höchstwert

(155) $$P_{t\max} = 4\gamma H \frac{\pi}{4} d_0^2 c_0^2 \approx 4\gamma H \frac{\pi}{4} d_0^2$$

bei festgebremstem Rad ($u_1 = 0$), während sie im Leerlauf zu 0 wird.

c) Die Gesamtbeanspruchung.

Die ganze Beanspruchung, z. B. die der Befestigungslappen, setzt sich aus derjenigen durch die beiden Kräfte einzeln genommen zusammen. Bei dem erhaltenen Verlauf wird die Beanspruchung in der Regel zwischen der Drehzahl des Durchbrennens und dem Betrag bei festgebremstem Rad ein Minimum besitzen, während das Maximum entweder bei der Durchbrenndrehzahl oder bei blockiertem Rad auftreten wird. Die Beanspruchung ist daher für beide Grenzfälle nachzurechnen.

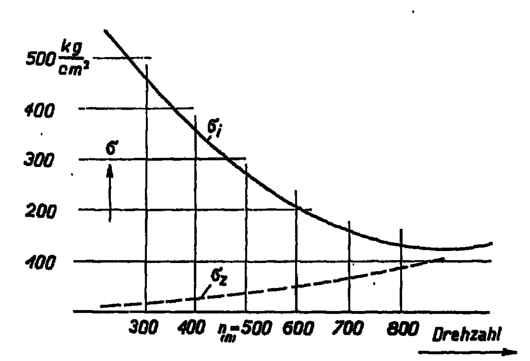


Abb. 404. Beanspruchung in einem Schaufelquerschnitt in Funktion der Drehzahl.

Abb. 404 stellt die Beanspruchung eines Schaufelquerschnittes im Moment der vollen Strahlwirkung in Funktion der Drehzahl eines für 360 m Gefälle gebauten Rades dar. Es geht aus der Kurve hervor, daß die Beanspruchung durch Strahlkraft diejenige durch Fliehkraft bis auf Drehzahlen weit über der normalen von 500 erheblich übersteigt.

Bei der Beurteilung der beiden Kräfte und ihrer Wirkungen ist die Verschiedenheit ihres Charakters nicht außer acht zu lassen. Während die Beanspruchung durch Zentrifugalkraft fast als ruhende eingeschätzt werden darf, wechselt diejenige infolge der Strahlkraft zeitlich außerordentlich rasch. Nehmen wir, um einen zahlenmäßigen Begriff davon zu erhalten, einmal an, es handle sich um einen Strahl von 60 mm ⌀ unter 500 m Gefälle. Die Eintrittsspitze durchschneidet den Strahl schief, etwa auf einer Weglänge von 100 mm, und zwar mit einer Geschwindigkeit u_1 von etwa 0,5. Die Zeit, die die Spitze braucht, um durch den Strahl durchzugehen, d. h. auch die Zeitspanne, innerhalb der die auf die Schaufel treffende Wassermenge von 0 bis zum vollen Betrag ansteigt, ist demnach

$$t = \frac{0{,}1}{0{,}5 \cdot \sqrt{2g \cdot 500}} \approx \frac{1}{500}'';$$

ungefähr die gleiche Zeit vergeht, bis der erste volle Strahlquerschnitt aus der Schaufel austritt und diese voll belastet erscheint.

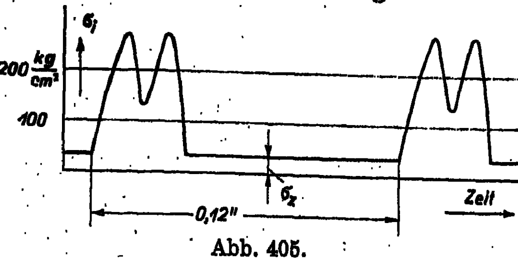


Abb. 405.



Abb. 406. Abbruchstelle des Rades.

M_1 C

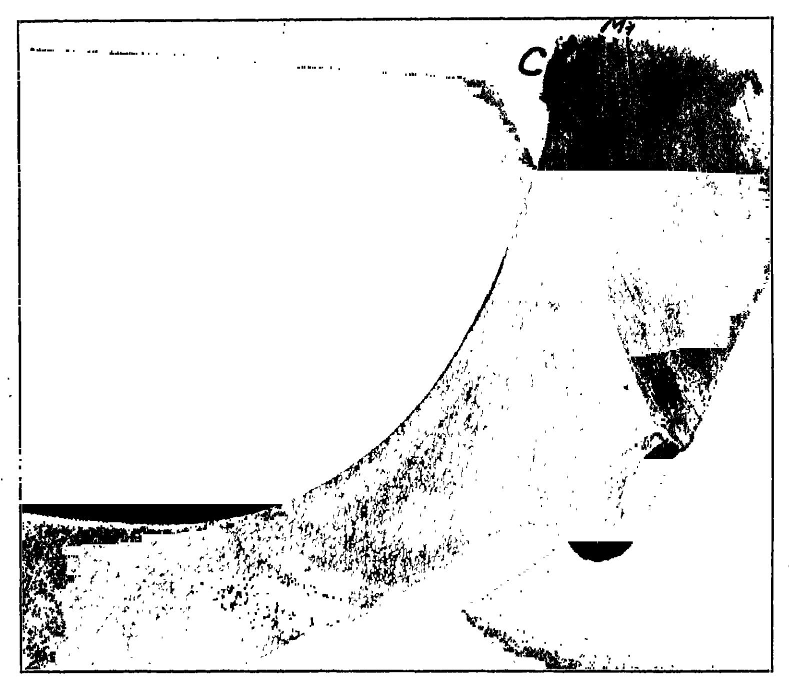


Abb. 408. Bruchfläche Abb. 407 in größerem Maßstab.

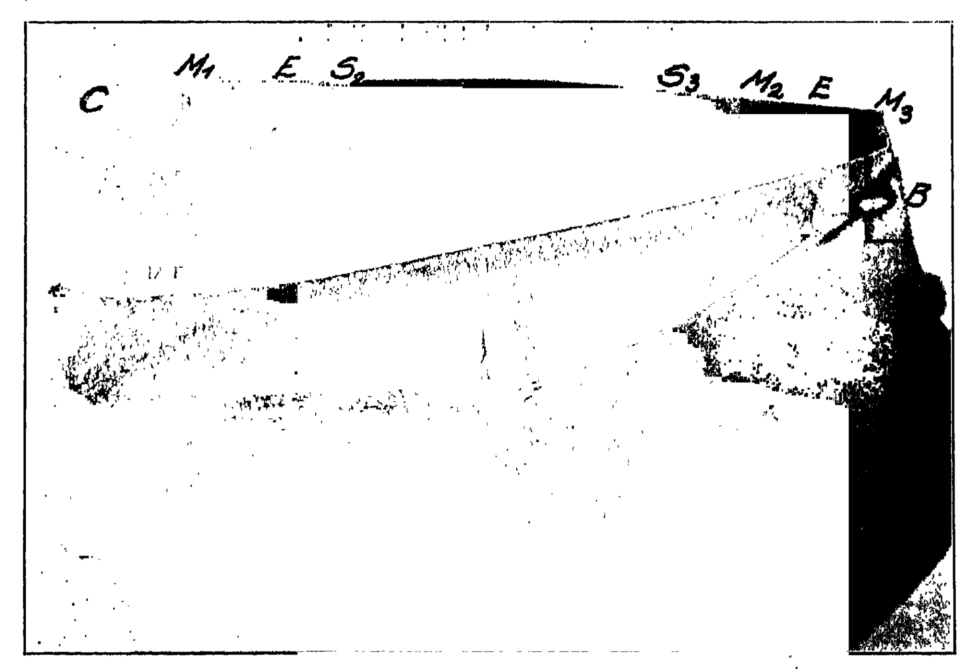


Abb. 409. Bruchfläche längsverlaufend, zuerst durchgebrochen. Die Buchstaben beziehen sich auf die gemachten Materialproben.

Ebenso rasch wie die Belastung zugenommen hat, nimmt sie auch wieder ab. Abb. 405 zeigt den Verlauf der Strahlkraft einer Turbine mit zwei Strahlen von 154 mm Ø, unter einem Gefälle von 360 m laufend.

Es ist klar, daß ein so rascher Kraftwechsel wie der eben beschriebene hinsichtlich der Anstrengung des Materiales sehr ungünstig wirkt, besonders dann, wenn ganz lokal die Spannungen wesentlich über das normale Maß gesteigert sind, z. B. durch Ungleichheiten des Materiales, Einrisse desselben an empfindlichen Stellen, Quetschungen durch Hammerschläge, Korrosionsstellen, Aufschweißungen usw. Es können dann Dauerbrüche entstehen, wie sie die Abb. 406—409 zeigen. Die Dauerbrüche gingen in diesem Fall von einer Korrosionsstelle nahe der Schneidenspitze und einer Fehlerstelle im Material nahe dem Fuß der Schneide aus und bestanden aus einem längs verlaufenden Bruch nach P in Abb. 410 und einem quer verlaufenden nach der Linie Q der gleichen Abbildung. Abb. 409 läßt überdies erkennen, daß die etwas brutale Behandlung des Materials am Schaufelrücken (wahrscheinlich beim Putzen?) die Widerstandsfähigkeit der Schaufel ungünstig beeinflußt hat. Die Normalbeanspruchung des Materials war dabei durchaus nicht hoch, an der inneren Bruchstelle nicht mehr wie etwa 270 kg/cm²; augenscheinlich hat denn auch die Schaufel durch längere Zeit gearbeitet, als sie nur noch an den beiden aus Abb. 406 ersichtlichen Endbruchflächen nahe den Austrittskanten hing. Wie der Befund eindeutig feststellen ließ, brachen die letzteren erst durch, nachdem der radial verlaufende Ermüdungsbruch (in Abb. 409 im Vordergrund) vollständig bis zu dem quer verlaufenden durchgegangen war und die Zentrifugalkräfte auf die nunmehr selbständigen Schaufelhälften zu große Biegungsbeanspruchungen in den Endbruchflächen hervorriefen.

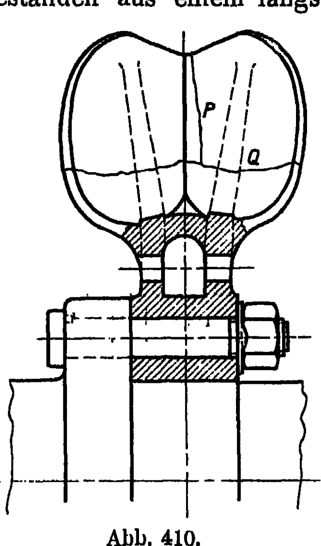


Abb. 410.

Aus dem oben festgestellten Charakter der Strahlkraft auf eine Schaufel und dem angeführten Beispiel eines Schaufelbruches geht zur Genüge hervor, welche Bedeutung der Gleichmäßigkeit und Korrosionsfestigkeit des Schaufelmateriales zugemessen werden muß und daß eine genaueste Kontrolle der Schaufeln vor und nach deren Bearbeitung, sowie innerhalb nicht zu langer Zeitabschnitte auch im Betrieb notwendig erscheint. Sie hat sich hauptsächlich auch auf entstehende Risse an der Schneide und am Schaufelausschnitt zu erstrecken; gegebenenfalls sind solche sofort am Grund abzubohren und sorgfältig auszuschweißen.

§ 86. Die Befestigung der Schaufeln und die konstruktive Ausführung des Rades.

Die im § 85 festgestellte Kräftewirkung auf die Schaufel ist natürlich auch bei ihrer Befestigung mit der Radscheibe oder der Nabe zu berücksichtigen. In der Regel werden nämlich die Schaufeln einzeln mit einer Scheibe

verbunden. Man glaubte früher den Hauptvorteil dieser Bauart in der Möglichkeit erblicken zu müssen, beschädigte Schaufeln ohne weiteres einzeln auswechseln zu können. Es hat sich jedoch gezeigt, daß die Schaufeln eines Rades sich durch Korrosion oder Sand im Wasser alle ziemlich gleichmäßig abnützen, so daß, wenn keine Brüche vorkommen, alle Schaufeln ungefähr zu gleicher Zeit unbrauchbar werden. Da das Aufspannen der einzelnen Schaufeln auf der Drehbank zur Bearbeitung, wie auch die Herstellung der übrigen Verbindungselemente große Sorgfalt erheischt und daher verhältnismäßig teuer zu stehen kommt, so ist man in den letzten Jahren wieder mehr zu dem, bei den früheren Löffelturbinen allgemein üblichen Verfahren der Herstellung von Schaufeln und Scheiben aus einem Stück zurückgekommen. Es zeigte sich jedoch, daß gerade in diesem Fall die Möglichkeit oder Wahrscheinlichkeit von ungleichmäßigen, harten, zu Rißbildung neigenden Stellen an der Eintrittsschneide größer ist, als bei der Herstellung der Einzelschaufeln. Der Grund liegt darin, daß das aus einem Stück gegossene Rad mit seiner Ebene in horizontaler Lage eingeformt werden muß und somit die dünne Eintrittsschneide in der Gußform sehr ungünstig zu liegen kommt. Man wird zwar, um sie dennoch in gesundem Material zu erhalten, eine kräftige Zugabe vorsehen, allein auch dies bringt nur eine Milderung der Schwierigkeiten und kostet überdies nicht wenig wegen der nachträglichen Bearbeitung.

Die einzelnen oder in kleinen Gruppen zu zwei bis drei vereinigten Schaufeln sind gußtechnisch wesentlich vorteilhafter, weil die empfindliche Schneidenpartie in der Form so gelegt werden kann, daß Materialungleichheit, poröse Stellen usw. nach Möglichkeit ausgeschlossen sind. Diesem Umstande ist es hauptsächlich zuzuschreiben, wenn gerade in allerjüngster Zeit die Einzelbefestigung der Schaufeln, wo sie möglich ist, wieder mehr vorgezogen wird.

Die ursprüngliche Befestigungsart einzelner Schaufeln zeigen Abb. 3—5 und 10, Taf. 36. Es ist ohne weiteres zu erkennen, daß dort auf beide Befestigungsschrauben radial nach auswärts gerichtete Kräfte übertragen werden, so lange der Strahl nicht auf der Schaufel liegt. Im Moment, wo dies eintritt, kommt die tangential gerichtete Strahlkraft hinzu, die die Kräftewirkung, meistens in der Schraube, die in der Richtung der Umfangsgeschwindigkeit vorangeht, also in Abb. 5, Taf. 36 in der rechts stehenden, fast völlig umkehrt. Ist auch nur das kleinste Spiel vorhanden, so vollzieht sich bei jedem Schaufeldurchgang durch den Strahl ein zweimaliger Wechsel des Anliegens, der angesichts der Raschheit des Kraftwechsels (s. § 85) den Schraubenbolzen oder den Schaufellappen fast unfehlbar ausschlägt und mit der Zeit zu Bruch bringt. Dem ist nur zu begegnen durch eine Verbindung von Schaufel und Scheibe, die keinerlei Relativbewegung zwischen den beiden zuläßt. Die Schraubenbolzen müssen also sowohl in den Schaufellappen, wie in der Scheibe stramm passen oder es müssen alle Schaufeln unter sich so verspannt werden, daß der Wechsel der Strahlkraft sich nicht oder nur in geringer Weise auf die Schrauben auswirken kann; oft wird von beiden Möglichkeiten gleichzeitig Gebrauch gemacht. Lösungen dieser Art zeigen Abb. 411 und 412 mit eingepaßten konischen Bolzen und Abb. 413 und 414 mit geschlitzten Scherbüchsen aus Stahl (teuer).

Die Schraubenmuttern sind in allen Fällen sorgfältig gegen Aufdrehen zu sichern.

Die Verspannung der Schaufeln unter sich geschieht durch radial oder axial gestellte Keile nach Abb. 411—414 oder aber, nach dem Vorgang

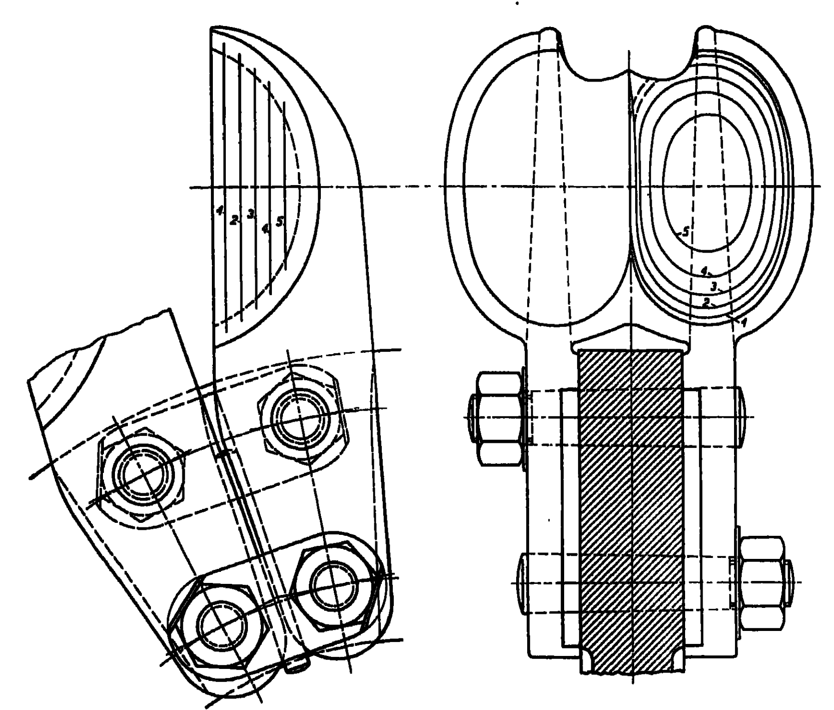


Abb. 411 und 412. Schaufelbefestigung mit konischen Bolzen und Radialkeilen.

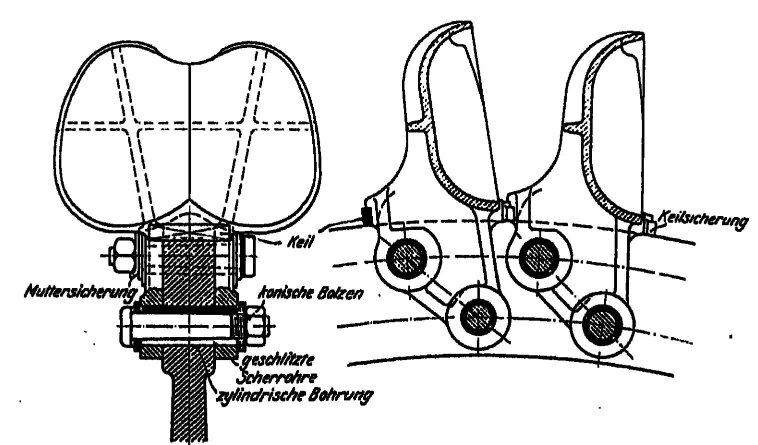


Abb. 413 und 414. Schaufelbefestigung von Piccard, Pictet & Cie., Genf, jetzt Ateliers des Charmilles.

von Escher Wyss & Cie, durch konische, zwischen je zwei Schaufeln eingezogene Stifte nach Abb. 415 und 416. Auch in den zuletzt angeführten Fällen sind die Schrauben in den Löchern passend auszuführen.

Man kann auch jede Schaufel mit Fortsätzen bauen, und diese zwischen zwei Scheiben oder zwei ringförmigen Laschen nach Taf. 39, Abb. 5 einspannen. Auf ähnliche Weise können auch ganze Schaufelkränze befestigt werden (s. Taf. 42). Bei Verwendung konischer Paßflächen zwischen Schaufeln und Laschen werden die ersteren gleichzeitig auch in der Umfangsrichtung gegeneinander verspannt.

Ist die Schaufel im Verhältnis zum Abstand von der Welle sehr groß, (s. auch § 101) so bleibt für die Schaufelbefestigung zu wenig Platz und man ist dann gezwungen, Radscheibe und Schaufeln aus einem Stück zu gießen. Aus den früher angegebenen Gründen ist hier hinsichtlich der Materialauswahl und der Einformung besondere Vorsicht am Platz.

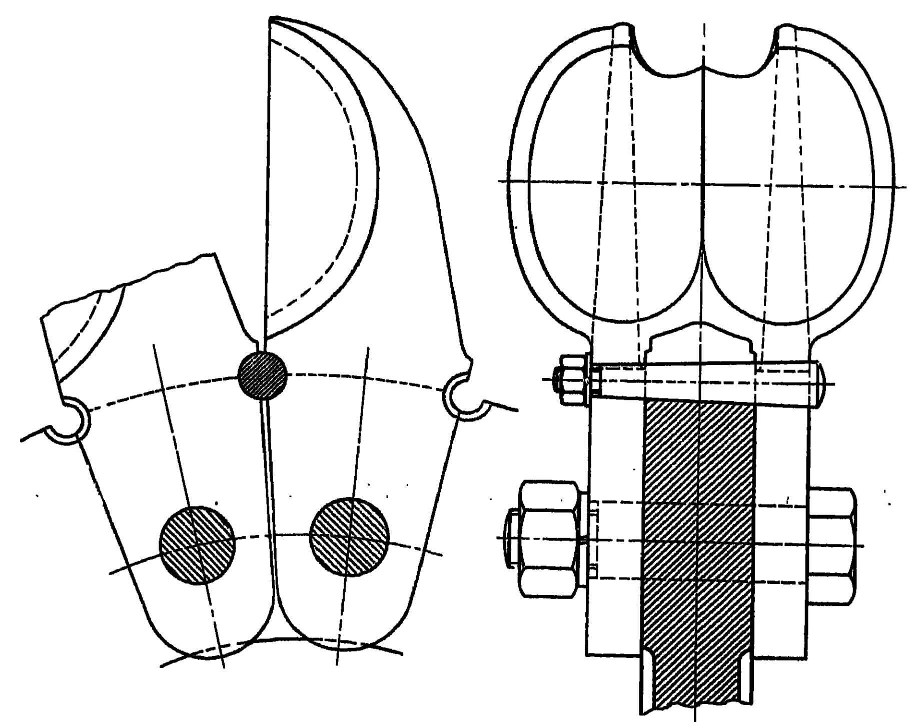


Abb. 415 und 416. Schaufelbefestigung mit Paßschraube und Rundkeil nach Escher Wyss & Cie.

Die Befestigung des Rades an der Welle geschieht entweder normal durch Nabe und Keil oder es wird die Scheibe unmittelbar mit dem Kuppelflansch der Welle verschraubt, was den Vorteil der leichteren Demontierbarkeit für sich hat (s. Taf. 40 und 43).

Die Scheiben werden in der Regel voll ausgeführt und zur Erleichterung des Aufspannens mit 3—4 Löchern versehen. Die Dicke nimmt, schon um stetigen Übergang der Scheiben- in die Nabenstärke zu gewährleisten, und sodann, weil dies der Form der Scheibe gleicher Festigkeit entspricht, nach innen allmählich zu. Im Falle hoher Umfangsgeschwindigkeit, d. h. bei höherem Gefälle und auch bei verhältnismäßig schweren Schaufeln ist die

Festigkeit der Scheibe nach einem der bekannten Verfahren nachzuprüfen. Als Überschlagsrechnung genügt es vielfach, die zwischen den Schraubenlöchern des inneren Schraubenkreises verbleibenden Scheibenquerschnitte auf die ganze hier zu übertragende Kraft nachzurechnen.

Die Scheibe ist gewöhnlich aus Stahlguß; die Befestigungsschrauben sind aus einer Stahlsorte herzustellen, die, je nach den gegebenen Verhältnissen, vom hochwertigen bis zum gewöhnlichen Schraubenstahl wechseln kann.

§ 87. Material und Herstellung der Schaufeln.

Bis zu Höchstbeanspruchungen des Materials von ungefähr 200 kg/cm², d. h. für Gefälle bis 100—200 m und kleinere Strahlen können die Schaufeln noch aus Grauguß ausgeführt werden. Von diesen Grenzen ab wird in der Regel Stahlguß verwendet und zwar ist hiebei aus den in den vorigen Paragraphen angeführten Gründen ein vollständig porenfreies, ganz homogenes Material zu verlangen. Diese Forderung ist, wie erwähnt, bei Rädern aus einem Stück besonders schwierig zu befriedigen. Da sich die Schaufel, wie in § 83 festgestellt, im Strahl umsomehr verdreht, je größer die Strahldicke d_0 im Verhältnis zum Grundkreisdurchmesser D_1 ist, und die Spitzenkorrosion mit dieser Erscheinung eng zusammenhängt, so hat sich gerade im Falle der Räder von hoher spezifischer Drehzahl die Notwendigkeit, möglichst korrosionsfestes Material zu verwenden, als besonders dringend herausgestellt. Die neuen rostfreien Stahlsorten (z. B. der Schöller-Bleckmann-Werke) scheinen sich hier gut zu bewähren und dazu berufen zu sein, trotz ihres höheren Preises infolge der größeren Betriebssicherheit und der längeren Lebensdauer der Räder eine bestehende Lücke auszufüllen.

Sofern das Wasser viel aktive Säure enthält, und die Materialbeanspruchungen nicht zu hoch sind, empfielt sich die Verwendung von Bronze an Stelle von gewöhnlichem Stahlguß. Übrigens werden auch hier die rostfreien Stähle verwendet werden können.

Ist das Wasser stark sandhaltig und der Sand noch sehr scharf (Anlagen an Gebirgsflüssen und in der Nähe von Gletschern), so macht sich oft eine sehr starke Abnützung der Schaufelfläche bemerkbar (s. Abb. 417), die die Lebensdauer eines Rades auf wenige Jahre, ja nur auf einige Monate beschränken kann. Es empfiehlt sich in solchen Fällen den Sandgehalt durch eine Entsandungsanlage (z. B. System Henry Dufour, Lausanne) zu vermindern und daneben die Schaufel so zu konstruieren, daß sie durch die Abnützung nicht allzu rasch unbrauchbar wird. Man wird sie also in diesem Falle mit größerer als normaler Wandstärke ausführen, um dadurch die Möglichkeit zu haben, ihr eine der Abnützung entsprechende Materialschicht aufzuschweißen und sie, nach neuerlichem Ausschleifen, wieder betriebsfähig zu machen. Außerdem kommen auch hier wieder die neuen rostfreien Stähle in Frage, da sie außer größerer Korrosionsfestigkeit auch größere Widerstandsfähigkeit gegen mechanische Abnützung durch Sand besitzen.

Da sich der Strahl auf der Schaufelfläche stark ausbreitet und somit die Berührungsfläche im Verhältnis zum Strahlquerschnitt groß, der Einfluß der Wandreibung also vergleichsweise hoch sein wird, so ist wenigstens auf-

möglichste Herabminderung der Wandrauhigkeit zu sehen. Die Schaufelfläche wird daher, unter Umständen bis zur Politur, bearbeitet. Hiezu werden Schmirgelsteine von Ellipsoidform verwendet; ihre Spindel, angetrieben durch biegsame Welle, wird von Hand entsprechend der Schaufelform geführt. Die Bearbeitung ist sonach recht teuer.

Abb. 417. Durch Sand abgenützte Schaufel.

Die Achse der Schmirgelscheibe wird gewöhnlich ungefähr radial gehalten, so daß die Riefen bei der Bearbeitung quer zur Eintrittsschneide laufen. In Fällen, in denen Dauerbrüche zu befürchten sind, wäre es zweifellos günstiger, die Riefen nicht gerade in der Richtung der wahrscheinlichsten Bruchfläche an der Eintrittskante zu haben; es würde sich empfehlen, den letzten Schliff an der Eintrittsschneide in der Längsrichtung dieser letzteren zu führen, wenigstens so weit, als dies der Raum zwischen zwei Schaufeln gestattet.

Zur Aufnahme und Übertragung der Strahlkraft auf die Befestigungslappen, wie auch zur Stützung und Verstärkung der zugeschärften und daher zu Rißbildung neigenden Schaufelteile in der Nähe des Schaufelausschnittes werden in der Regel zwei Rippen nach Abb. 411, 412, 415 und 416, bei größeren Schaufeln auch noch Querrippen nach Abb. 413 und 414 angeordnet.

Der Leitapparat der Pelton-Turbine.

Bei den früheren Löffelturbinen (s. Taf. 50) wurde die Wassermenge zumeist durch eine zwischen zwei parallelen Ebenen bewegliche Zunge reguliert. Es entstand so ein rechteckiger Strahl, der jedoch Neigung zu Deformationen und Absplitterungen besonders der die Ecken der Querschnitte durchfließenden Wasserteilchen hatte und demnach sehr hohe Wirkungsgrade der Turbine nicht erreichen ließ. Bei der neuzeitlichen Peltonturbine ist nun an Stelle

des Leitapparates für rechteckigen derjenige für kreisrunden Strahl getreten, der zufolge vollständig achsensymmetrischem Bau keine Neigung zur Änderung der Querschnittsform zeigt oder zeigen sollte. Die Veränderlichkeit der Wassermenge wird durch eine Nadel bewirkt, die in der kreisrunden Düse von der Stellung vollständigen Abschlusses an mehr oder weniger zurückgezogen werden kann; Düse und Nadel sind selbstverständlich genau konaxial zu bauen und zu führen.

§ 88. Form von Düse und Nadel.

Diese zwei Elemente sind natürlich so zu gestalten, daß ein möglichst guter Strahl entsteht, ein Strahl, dessen kinetische Energie möglichst nahe an die verfügbare heranreicht.

Müßte der Strahl nicht je nach der Turbinenleistung in seiner Stärke verändert werden, so könnte man sich mit einer Düse begnügen, ähnlich geformt, wie die sogenannte »gut abgerundete« Normaldüse, deren Endtangenten im Falle bester Strahlbildung der Strahlachse parallel oder ganz wenig gegen sie geneigt sind. Der Strahl tritt dann aus der Düse ohne oder mit nur ganz geringer Kontraktion aus.

Bei der Düse mit zentraler Nadel liegen die Verhältnisse etwas anders; immerhin ist es gut, wenn man sich als Grenzfall einmal die Form aufsucht, bei der auch hier die Kontraktion im letzten Querschnitt fehlt.

Die kontraktionsfreie Nadeldüse.

Wir denken uns nach Abb. 418 Nadel und Düse in irgendeiner Stellung und die Tangenten an die Meridiankurven im Mündungsquerschnitt bis zu ihrem Schnitt verlängert. Die lichte Durchtrittsfläche zwischen den beiden, durch die Geraden bestimmten Kegeln kann dann mit einigen Vereinfachungen geschrieben werden als

$$f = \pi \cdot d_x a_x = \pi \cdot 2x \sin\alpha \cdot 2(l - x) \sin\frac{\delta}{2} =$$
$$= 4\pi \left(\sin\alpha \sin\frac{\delta}{2}\right) x(l - x) = k \cdot x(l - x).$$

Ist keine Kontraktion vorhanden, so muß der Differentialquotient der Fläche nach x für die Stelle der Mündung verschwinden. Es wird also

$$\frac{df}{dx} = k[(l - x) - x] = 0,$$

und somit

$$\frac{df}{dx} = 0 \quad \Big| \quad x = \frac{l}{2}.$$

Kennt man im Endquerschnitt entweder die Tangente an die Nadel- oder diejenige an die Düsenkurve, so ist die zweite nach dem eben erhaltenen Ergebnis ohne weiteres bestimmt. Man nimmt die lichte Weite des Endquerschnittes a' in den Zirkel und zieht, mit dem

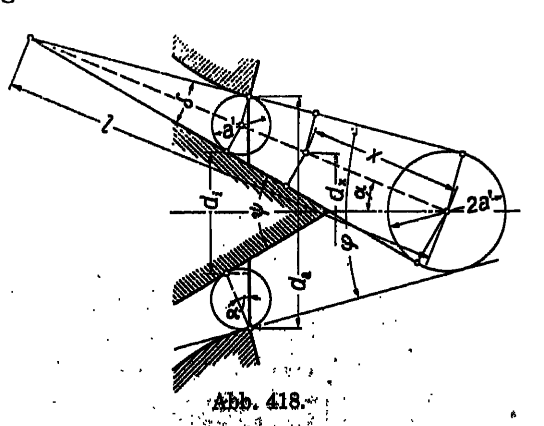


Abb. 418.

Mittelpunkt auf der Strahlachse, den Kreis, der die gegebene Tangente berührt. Die Tangente der unbekannten Kurve berührt diesen Kreis auf der anderen Seite und geht durch den zweiten Endpunkt der Strecke a'.

Man sieht leicht ein, daß z. B. bei gegebener Düsentangente die Nadelkurve umso flacher verlaufen müßte, je mehr die Nadel vorgeschoben wird, je mehr sie sich also der Schlußstellung nähert. In der letzteren fallen beide Tangenten in eine Richtung zusammen. Man könnte sich nun eine Nadel so geformt denken, daß der Strahl in allen Stellungen ohne Kontraktion ausfließt; allein diese Formgebung würde zwei Nachteile mit sich bringen: Einmal würde sich der Strahl in Nadelstellungen zwischen der ganz offenen und der geschlossenen von der Nadelfläche abzulösen versuchen, mindestens würde der Druck auf die Nadel, zufolge der Führung der Wasserteilchen auf einer nach außen konvexen Kurve, kleiner sein als der atmosphärische. Das Material der Nadel würde unter diesen Umständen rasch korrodieren und die Güte des Strahles darunter leiden.

Sodann müssen die Wasserteilchen einmal von der geneigten Richtung in diejenige des Strahles übergeführt werden, bei welcher Umlenkung sie nach außen konkave Kurven durchlaufen; es wird also, da an der Außenseite des Strahles Atmosphärendruck herrscht, im Strahlkern ein Druck größer als der der Atmosphäre vorhanden sein. Die längs der Nadeloberfläche strömenden Wasserteilchen kämen so aus dem hohen Druck im Eintrittsteil der Düse zunächst in eine Zone von atmosphärischem oder sogar darunter liegendem Druck, um gegen die Nadelspitze zu wieder in eine Zone höheren Druckes und erst weiter vorn endgültig unter Atmosphärendruck zu gelangen. Unter Voraussetzung von Potentialströmung müßten sich die Geschwindigkeiten ebenso häufig, nur in umgekehrtem Sinn wie die Drücke ändern.

Diese kleine Überlegung zeigt schon, daß die Formgebung von Düse und Nadel für kontraktionsfreie Strahlbildung nicht die vorteilhafteste sein kann.

Praktische Formen von Düse und Nadel.

In welcher Richtung von der Form kontraktionsfreien Austrittes abgewichen werden muß, geht schon aus der vorangehenden Feststellung der Druck- und Geschwindigkeitsänderungen der innen fließenden Wasserteilchen hervor. Damit Unterdrücke vermieden werden, darf die Neigung des Nadelkopfes von der Spitze bis zum Schlußpunkt nirgends steiler sein, als die Endtangente der Düse, ja es scheint, daß eine geringe weitere Steigerung der Kontraktion eher noch günstiger wirkt.

Letzten Endes müssen hier die Ergebnisse von Versuchen den Ausschlag geben. Die Ausführungen der verschiedenen Firmen schwanken zwischen einer Winkeldifferenz der Tangenten von Düse und Nadel im Abschlußpunkt von 0 bis etwa 15°. Je größer die Kontraktion ist, desto größer ist auch der mittlere Druck im Ausflußquerschnitt, desto kleiner also die mittlere Geschwindigkeit und die Ausflußzahl.

Ist der Düsenwinkel größer als derjenige der Nadeltangenten im Abschlußpunkt, so berühren sich Nadel und Düse in der Schlußstellung nicht mehr auf einer Fläche, sondern nur auf einer Kante; der Flächendruck zwischen Düsenkante und Nadel kann dann so groß werden, daß die Düse

oder die Nadelfläche darunter leidet. Die entstehenden Ungleichmäßigkeiten verschlechtern den Strahl und können leicht Ausgangspunkte für stärkere Korrosionen bilden. Läßt man die Nadel nicht vollständig zum Schluß kommen, so geht zumeist noch mehr Wasser durch die Düse als zur Überwindung der Lagerreibung notwendig ist; die Maschine kommt dann ohne besondere Bremsvorrichtung überhaupt nicht zum Stillstand. Man hat daher auch schon versucht, den eigentlichen Abschluß durch ein besonderes Organ bewerkstelligen zu lassen, das im normalen Betrieb den Strahl nicht beeinflußt.

Der Nadelkopf wurde früher ganz allgemein so geformt, daß er die auf ihm strömenden Wasserteilchen von der Richtung der Abschlußtangente fast in diejenige der Strahlachse überführte. Die Abb. 435, 436 und 437 sind Beispiele hierfür. Da dies jedoch für eine gute Wasserführung nicht unbedingt notwendig ist (vgl. Hyperbel-Krümmer) und andererseits die Spitze infolge der durch sie entstehenden Wirbel leicht weggefressen wird, geben heute die meisten Firmen einer rein kegeligen Form den Vorzug, die von der Spitze bis zum Abschlußkreis, besser noch etwas weiter nach rückwärts reicht. Es ist dann auch möglich, die Nadel mit einer eigentlichen Spitze auszubilden und dadurch die Entstehung von Wirbeln nach ihr zu verhindern.

Die Gestalt der Nadel vom Ansatz des Spitzenkegels aus nach rückwärts ist von geringerer Bedeutung, immerhin ist darauf zu sehen, daß die Abrundung mit ausreichend großem Radius geführt wird, damit auf ihr der Druck als Folge der Zentrifugalwirkung nicht zu stark abfällt. Ein Bild über die Geschwindigkeitsverteilung auf einer Normalen zu den Stromlinien läßt sich z. B. schon durch sinngemäße Anwendung der Beziehungen von § 17 gewinnen; in den Gleichungen 47 und 48 ist nur α' mit dem Wert 90^0, der Krümmungsradius des Nadelprofils an Stelle von ϱ_i, derjenige der Düse an Stelle von ϱ_a einzusetzen.

Die Düse ist vom Ausflußquerschnitt nach rückwärts so zu erweitern, daß die Meridianlinie von der Richtung der Endtangente stetig in diejenige des eigentlichen Einlaufes übergeht. Für die Güte der Strahlbildung ist diese Kurve nicht von besonderer Bedeutung, immerhin ist darauf hinzuweisen, daß die äußeren Wasserteilchen, in der Axialebene gesehen, vom Austrittspunkt an eine Kurve der aus Abb. 447 ersichtlichen Form beschreiben. Sollen schroffe Änderungen in der Beschleunigung im letzten Teil der Düse vermieden werden, so wird in der Düse die Kurve des freien Strahles am besten eine kurze Strecke fortgesetzt (s. Abb. 447).

An ihrer Mündung sollte die Düse so abgeschnitten sein (etwa senkrecht zum Strahl), daß die Luft von allen Seiten leicht zum Strahl hinzutreten kann.

Nadeln und Düsen verschiedenster Form und Zusammenstellung sind von Reichel und Wagenbach[1] im Wasserkraftlaboratorium der Technischen Hochschule Charlottenburg untersucht worden. Das höchste Gefälle betrug dort rund 100 m. Schon hier zeigte sich die bekannte Tatsache, daß mit gewissen Zusammenstellungen von Nadel und Düse bei kleinen Gefällen gute Ergebnisse erzielt wurden, während bei den gleichen Formen, aber höheren

[1] E. Reichel und W. Wagenbach: Versuche an Becherturbinen. V. D. I. 1913, S. 441 u. f.

Gefällen der Strahl zersplitterte, also mit sehr schlechtem Wirkungsgrad arbeitete. Da heute die meisten Peltonturbinen mit Gefällen über 200—400 m laufen (in der Anlage Fully 1650 m), so ist es äußerst wichtig, von den in Betracht gezogenen Nadel- und Düsenformen zu wissen, ob sie auch bei

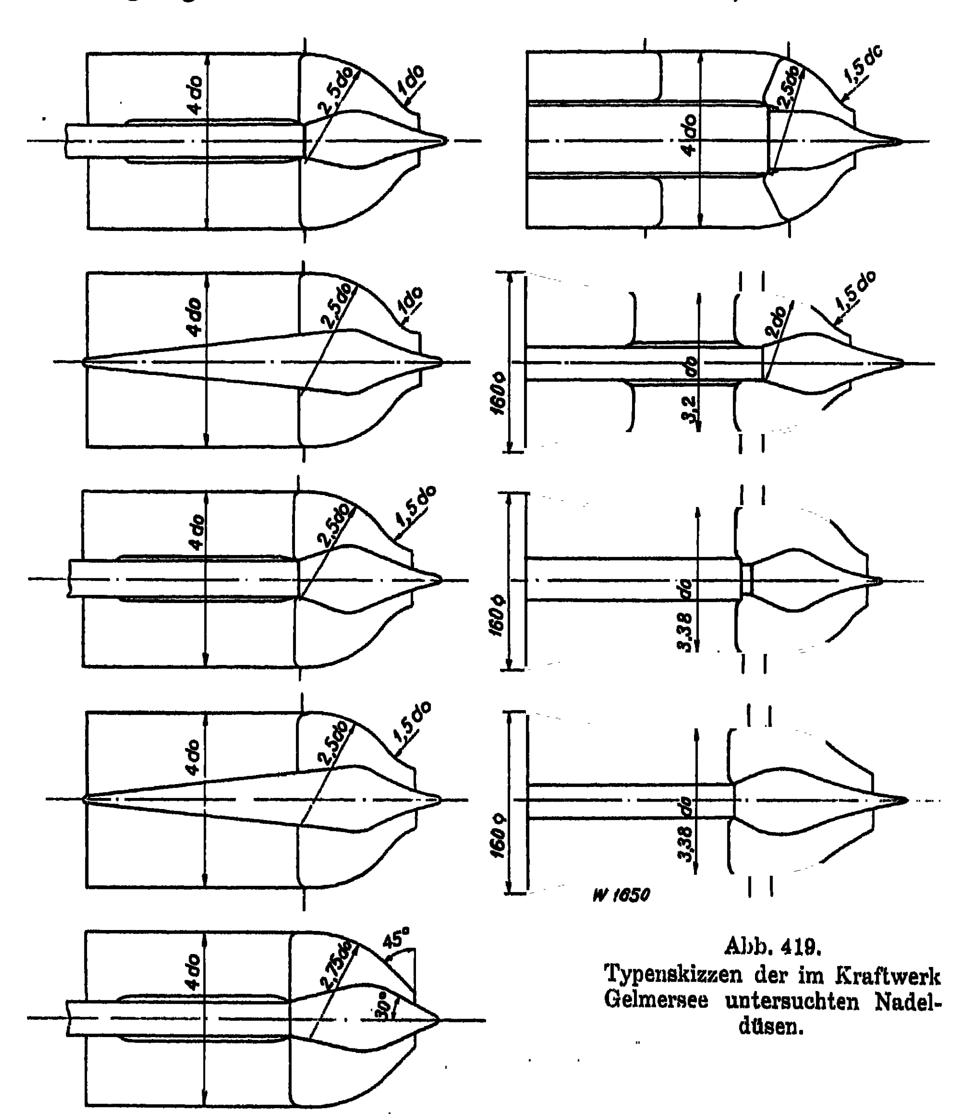


Abb. 419.
Typenskizzen der im Kraftwerk Gelmersee untersuchten Nadeldüsen.

höheren Gefällen ihre guten Eigenschaften hinsichtlich Strahlbildung bewahren. Leider sind solche Versuche in den Forschungsinstituten, die mit Wasserumlauf arbeiten, in der Regel der großen Pumpenleistungen wegen nicht durchführbar; so mußte es von weiteren Kreisen begrüßt werden, daß die Kraftwerke Oberhasli A.-G. das Baukraftwerk am Gelmersee der Firma Escher Wyss & Cie. für Düsenversuche zur Verfügung stellte. Über die Ergebisse wurden in den Escher Wyss-Mitteilungen vom September 1928 ber

richtet [1]. Die der genannten Druckschrift entnommene Abb. 419 zeigt in Typenskizzen die untersuchten Formen, in Abb. 420 einige der erhaltenen Strahlen, in Abb. 421 die Staudruckverteilung im Strahl und endlich in Abb. 422 den Strahl aus größerer Entfernung aufgenommen.

Über den Verlauf der Widerstände in der Nadeldüse geben immer noch die oben erwähnten Versuche von Reichel und Wagenbach die erschöpfendste Auskunft. Aus der großen Zahl verschiedener Nadeldüsen und der Fülle wertvoller Ergebnisse seien in den Abb. 423–428 nur einige wenige Beispiele angeführt. In den Versuchsdiagrammen Abb. 424, 426 und 428 sind nicht die Verluste, sondern die Wirkungsgrade η_D der Düsen aufgezeichnet. Die Verluste, gegeben durch $(1 - \eta_D)$, können als Differenz zwischen der Linie »100 v. H.« und der Wirkungsgradlinie η_D entnommen werden.

Die ersten beiden Düsen, die zu den besten gehörten, weisen Gesamtverluste zwischen Wassermengen von $^1/_1$ bis $^1/_8$ auf, die nicht höher als 3—4 % sind, während die Kleinstwerte bis auf 2 % herabsinken. Die Nadeldüse nach Abb. 427 stellt sich als wesentlich schlechter dar.

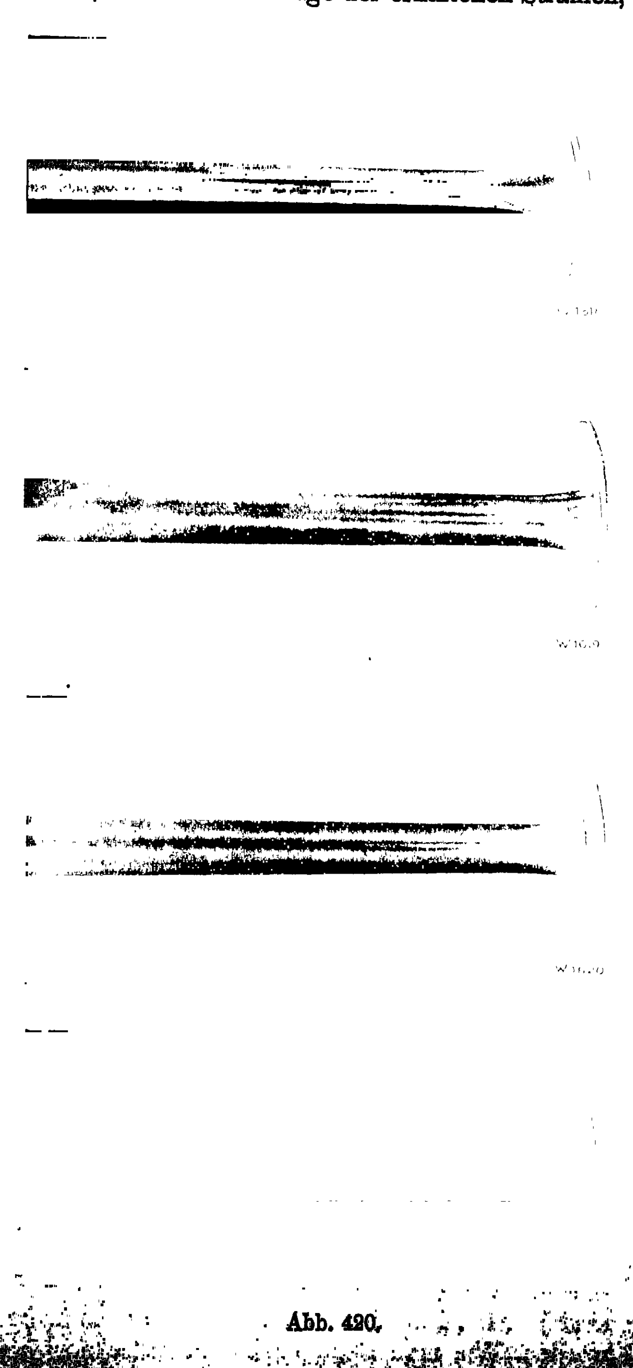


Abb. 420.

[1] Dipl.-Ing. R. [illegible] Versuche an Düsen für Freistrahl[illegible] [illegible] Gefäll[illegible]

Die Versuche wurden bis zur vollständig zurückgezogenen Nadel durchgeführt. In Wirklichkeit wäre es zwecklos, den Leitapparat weiter zu öffnen, wenn die Wassermenge dabei nicht mehr wesentlich zunimmt. Die verhältnismäßige Änderung der Wassermenge Q mit dem Nadelhub s ist an einer bestimmten Stelle gegeben durch den Differentialquotienten $\frac{dQ}{ds}$ oder durch die trigonometrische Tangente des Neigungswinkels zwischen der geometrischen Tangente an die Wassermengenkurve und der Abszissenachse. In den Abb. 424, 426 und 428 ist die Höchstwassermenge so angenommen, daß $\frac{1}{d_a^2}\frac{dQ}{ds}$ dort bei allen Düsen ungefähr den gleichen Wert hat. Die in den genannten Abbildungen stark ausgezogenen Vertikalen geben die so gefundenen Stellungen größter Öffnung an, entsprechend Nadelhüben von rund 20, 30 und 25 mm.

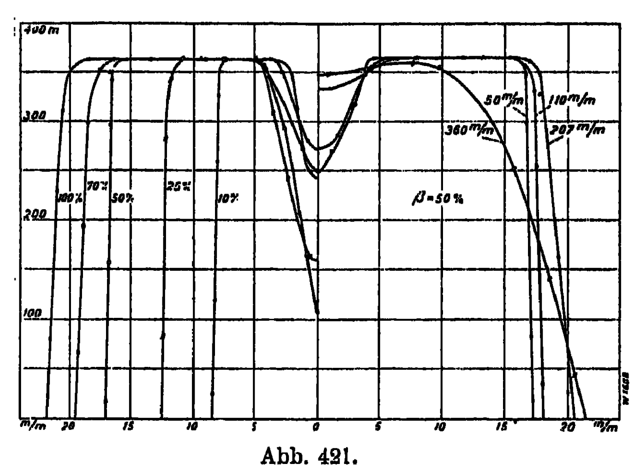


Abb. 421.
Linke Hälfte: Verlauf des Staudruckes in 50 mm Abstand von der Düse für Öffnungen von 10—100 %.
Rechte Hälfte: Verlauf des Staudruckes für eine Öffnung von 50 % in Abständen von 50—360 mm.

Nach Abb. 424 ist $\frac{dQ}{ds}$ auch gleich $\frac{a}{s}$; das Verhältnis von $\left(\frac{dQ}{ds}\right)$ bei geschlossener Düse und bei voller Öffnung ist demnach $\frac{a}{a'}$. Die Beurteilung und gegenseitige Abschätzung der Vor- und Nachteile verschiedener Düsen hat natürlich die eben genannten Punkte zu berücksichtigen. Auch von diesem Standpunkt aus erscheinnen die Düsen Abb. 423 und 425 als günstigste. Zur Nachprüfung der Kontraktion in der Mündung sind in Abb. 425 die in Abb. 418 erhaltenen maßgebenden Linien eingetragen worden. Wie man sieht, ergibt die Düse nur ganz wenig Kontraktion.



Abb. 422.

In der Praxis haben sich etwas steilere Winkel ebensogut bewährt und zwar nicht nur mit Rücksicht auf die Düse selbst, sondern auch deshalb, weil

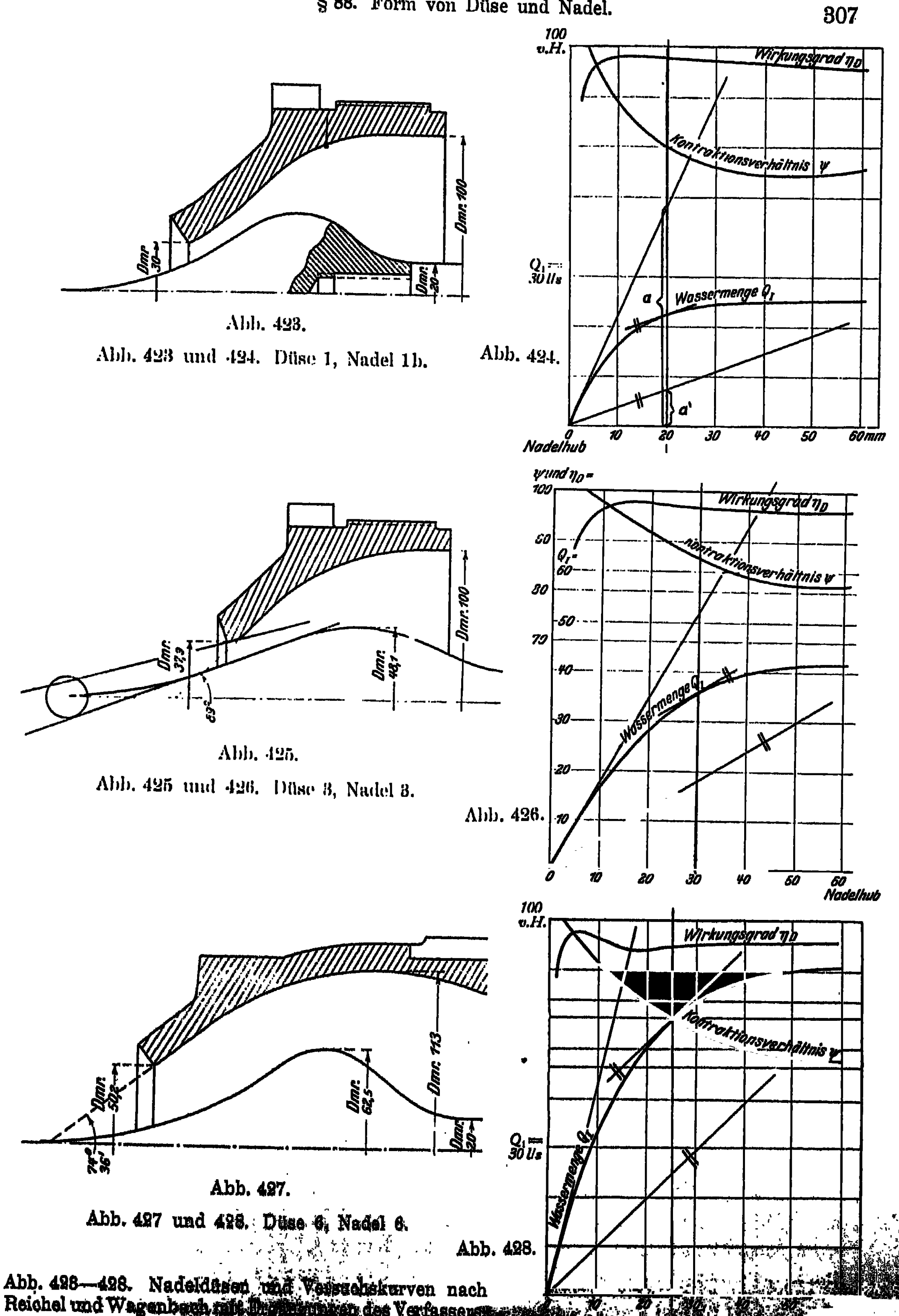


Abb. 423.

Abb. 423 und 424. Düse 1, Nadel 1b.

Abb. 424.

Abb. 425.

Abb. 425 und 426. Düse 3, Nadel 3.

Abb. 426.

Abb. 427.

Abb. 427 und 428. Düse 6, Nadel 6.

Abb. 428.

Abb. 423—428. Nadeldüsen und Versuchskurven nach Reichel und Wagenbach mit Ergänzungen des Verfassers.

die Düsen mit steilerem Winkel näher an das Rad herangebaut werden können. Die Werte des Düsenwinkels φ und des Nadelwinkels ψ (s. Abb. 418) schwanken etwa zwischen nachstehenden Grenzen

$$\varphi = 45^0 - 90^0$$
$$\psi = 45^0 - 60^0.$$

Kleine Winkel ($\varphi = 57^0$; $\psi = 45^0$) zeigt z. B. die Ausführung von Riva nach Abb. 436 und 437, große Winkel ($\varphi = 90^0$; $\psi = 60^0$) die Ausführung von Voith, Taf. 44, Abb. 3.

§ 89. Die Größe des Austrittsquerschnittes.

Die Nadeldüse hat in der Regel der Bedingung zu genügen, daß sie bei einem bestimmten Gefälle H eine gegebene Wassermenge Q durchlasse; ihre Abmessungen sind danach zu bestimmen. In erster Linie handelt es sich um die lichte Austrittsfläche zwischen Düsenrand und dem diesem gegenüberliegenden Kreis auf der Nadelfläche. Mit den Bezeichnungen der Abb. 418 ergibt sich die Austrittsfläche f' mit großer Annäherung zu

$$(156)\qquad f' = \pi\,\frac{d_a + d_i}{2}\left(\frac{d_a - d_i}{2}\right)\frac{1}{\cos\alpha} = \frac{\pi}{4}\left(d_a^2 - d_i^2\right)\frac{1}{\cos\alpha},$$

die Wassermenge Q zu

$$(157)\qquad Q = \mu\,\frac{\pi}{4}\,\frac{d_a^2 - d_i^2}{\cos\alpha}\,c_0\sqrt{2\,g\,H}.$$

Hierin bedeutet μ die Ausflußzahl im Austrittsquerschnitt. Sie wechselt, wie auch aus den Abb. 424, 426 und 428 hervorgeht (vergleichbar dem dort angegebenen Kontraktionsverhältnis ψ) je nach der Bauart der Nadeldüse und, bei ein und derselben Düse, je nach der Stellung der Nadel.

Während μ bei Düsen von starker Kontraktion (φ wesentlich größer als ψ) Werte erreicht, die bei voller Öffnung bis auf 0,8 und darunter gehen, steigt es bei schwacher Kontraktion ($\varphi \approx \psi$) auf 0,86 bis 0,88 und mehr. Man hat also bei der Benützung der Gleichung 157 den Wert μ je nach der Bauart der Düse zwischen den eben genannten Grenzen zu schätzen.

Bei ein und derselben Nadeldüse wechselt die Ausflußzahl in der Regel etwa nach der in Abb. 446 angegebenen Kurve. Der Abfall gegen vollständigen Abschluß zu ist der größer werdenden Wandreibung zuzuschreiben; dieser Abfall ist weniger ausgesprochen bei Düsen mit starker, als bei solchen mit schwacher Kontraktion.

Die Nadel wird für die größte Öffnung gewöhnlich so weit zurückgezogen, daß d_i etwa halb so groß wird wie d_a. Hieraus ergibt sich

$$(158)\qquad d_i = \frac{1}{2}\,d_a \quad\Big|\quad Q = \mu\,\frac{\pi}{4}\,d_a^2\cdot\frac{0{,}75}{\cos\alpha}\,c_0\sqrt{2\,g\,H}.$$

§ 90. Der Strahl nach dem Austrittsquerschnitt der Düse.

Wie schon erwähnt und in Abb. 438 gezeichnet, zieht sich der Strahl vom Austrittsquerschnitt der Düse an auf der Nadel zusammen, bis er kurz nach der Nadelspitze den Kleinstwert seines Durchmessers (d_0) erreicht. Schon

die äußersten Wasserteilchen üben ihrer gekrümmten Bahn zufolge eine Zentrifugalkraft gegen das Innere des Strahles aus, ebenso die ihnen benachbarten. Wenn man sich für die Veränderung der Krümmungsradien zwischen der äußeren Wasserbahn und der Nadelbegrenzung eine entsprechende Funktion annimmt, so kann die Zunahme des Druckes und Abnahme der Geschwindigkeit gegen die Nadel zu ähnlich bestimmt werden, wie dies in § 16 für ähnliche Verhältnisse geschah. Auf alle Fälle sieht man ein, daß das Bild der Veränderlichkeit von der Außenfläche gegen das Innere des Strahles qualitativ an allen Punkten des Nadelkopfes bis zur Spitze und noch etwas darüber hinaus, das gleiche ist. Die in der Achse des Strahles fließenden Wasserteilchen werden also erst eine gewisse Strecke nach der Spitze auf den endgültigen Wert der Höchstgeschwindigkeit beschleunigt werden. Für diese Wasserteilchen im Kern des Strahles kommt noch hinzu, daß sie aus der Grenzschicht der Nadel stammen und daher, auf die Gewichtseinheit bezogen, sehr viel weniger Energie führen, als die Teilchen der übrigen Schichten. Dies geht besonders deutlich aus der Abb. 421 hervor.

In Wirklichkeit behält nun der Strahl, wie auch aus Abb. 420 zu ersehen, seine geringste Stärke nicht lange bei. Sein Durchmesser wird wieder größer, was, da ja kein neues Wasser hinzutritt, ohne weiteres auf eine Verkleinerung der mittleren Geschwindigkeit und damit auch auf eine Abnahme der im Rad ausnützbaren kinetischen Energie hindeutet. Der Grund hiefür ist zum Teil der Luftreibung und Luftaufnahme, zum Teil der Bildung innerer Wirbel, vielleicht auch zum Teil der infolge des sehr raschen Druckwechsels in die Erscheinung tretenden Elastizität des Wassers und anderen Ursachen zuzuschreiben. Jedenfalls steht so viel fest, daß der Wirkungsgrad der Turbine zuerst langsam, später rascher abnimmt, wenn die Düse vom Rad mehr und mehr entfernt wird und daß sonach der Konstrukteur das größte Interesse daran hat, die Düse so nahe als möglich an das Rad heranzubauen.

§ 91. Gesamtaufbau des Leitapparates.

An die Düse, die fast immer als getrenntes Stück ausgeführt wird, schließt sich zunächst der eigentliche Einlauf an, der in der Regel eine Flansche zur Verschraubung mit dem Gehäuse trägt und mit dem sogenannten Einlaufkrümmer entweder aus einem Stück besteht, oder an ihn angeflanscht ist. Der Durchmesser von Einlauf und Krümmer ist so zu wählen, daß die Geschwindigkeit und mit ihr die Verluste durch den Krümmer nicht allzu groß werden. Das Verhältnis der Strömungsenergie im Krümmer vom Durchmesser d_e zur Gesamtenergie ist mit großer Annäherung

$$\left(\frac{c_e}{c_0}\right)^2 = \left(\frac{d_0}{d_e}\right)^4.$$

Will man den Verlust durch den Krümmer in engen Grenzen halten, so muß die Strömungsenergie möglichst klein, der Krümmungsradius der Mittellinie groß gehalten werden; andererseits verlangt die Rücksicht auf die Herstellungskosten und den Platzbedarf nicht zu große Abmessungen. In der Regel wählt man etwa folgende Werte (s. Abb. 429):

(159) $$d_e = (3) \div 3{,}5 \div 4\, d_0.$$

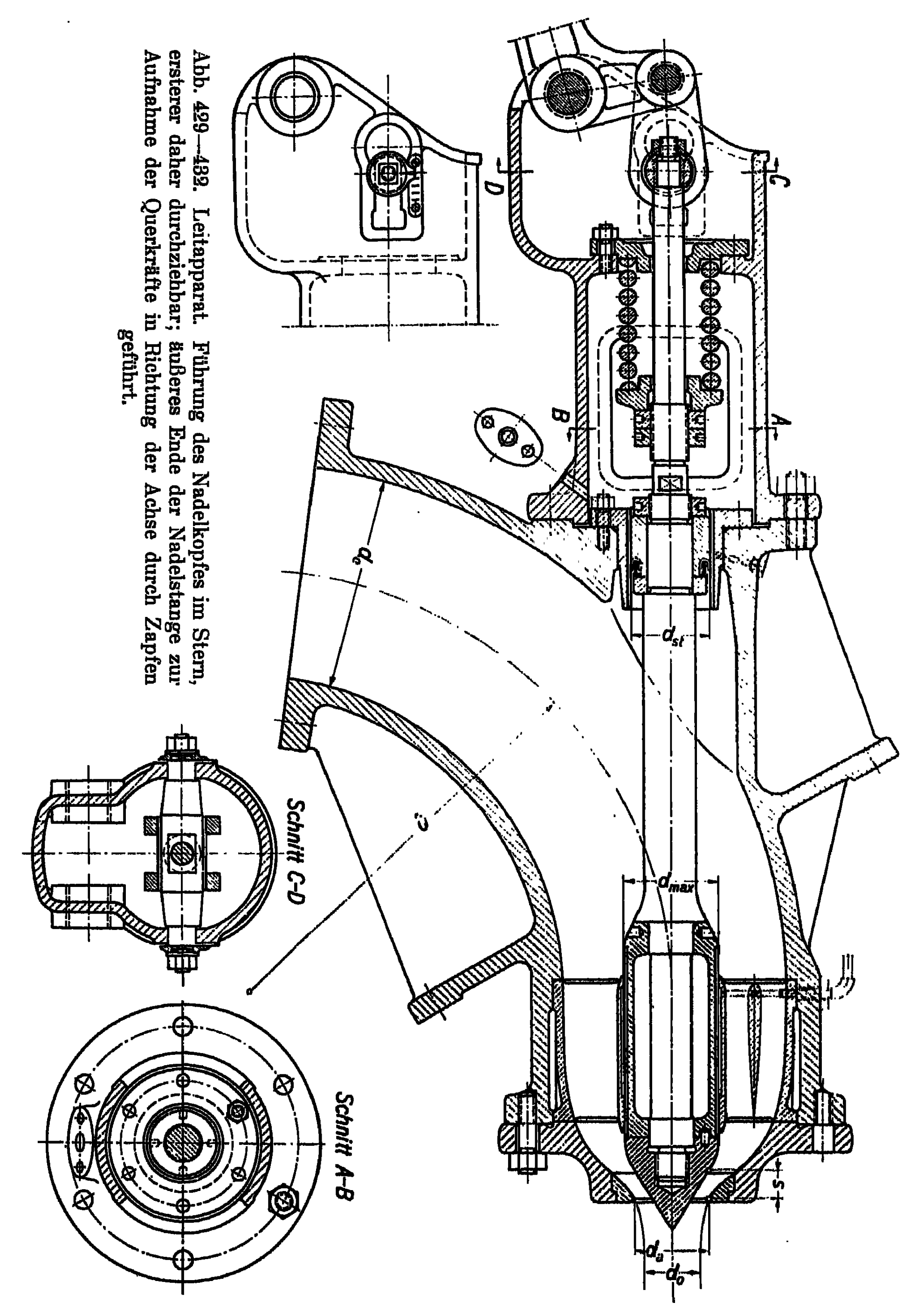


Abb. 429—432. Leitapparat. Führung des Nadelkopfes im Stern, ersterer daher durchziehbar; äußeres Ende der Nadelstange zur Aufnahme der Querkräfte in Richtung der Achse durch Zapfen geführt.

Die Wandstärke des Einlaufstückes ist nach den bekannten Beziehungen für Gefäße mit innerem Überdruck zu bestimmen; nur empfiehlt es sich, die Materialbeanspruchung verhältnismäßig nieder anzusetzen oder einen ent-

sprechenden Zuschlag zu machen, um gerade dieses Stück vor Bruch besonders zu schützen. Das Gleiche gilt für den Krümmer, für den der Zuschlag zur rechnerischen Wandstärke schon mit Rücksicht auf die Möglichkeit der Kernverlagerung beim Gießen wesentlich reichlicher bemessen werden sollte, als bei einem geraden Rohr.

Bei großen Drücken sind die besonders schwachen Stellen durch kräftige Rippen zu verstärken.

Als Dichtungsmittel zwischen den einzelnen Stücken werden zumeist Gummischnüre in entsprechenden Rillen verwendet.

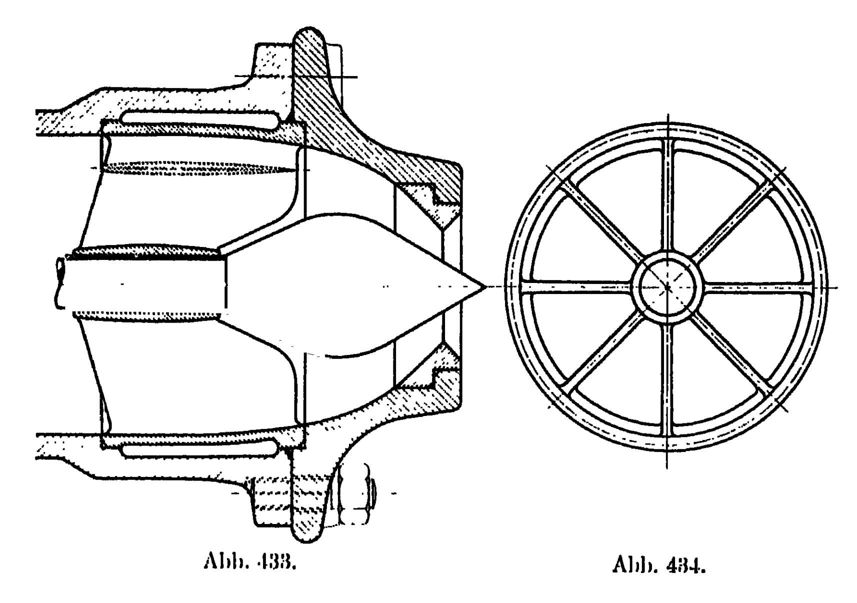


Abb. 433. Abb. 434.

Der Einlaufkrümmer trägt die nötigen Ansätze zur Führung und Abdichtung der Nadel (Stopfbüchse oder Ledermanschette). Ferner ist am Krümmer ein Flansch zur Befestigung der Laterne vorzusehen, die den Nadelantrieb enthält, s. Abb. 429—432.

Zufolge der Zuführung des Wassers durch einen Krümmer gerät der Wasserstrom vor der Düse gewöhnlich in eine Rotationsbewegung; besonders ausgeprägt ist diese Erscheinung, wenn zwei Krümmer in verschiedenen Ebenen aufeinander folgen. Die Drehung ist zwar zunächst nicht groß, doch erhöht sich die Umfangsgeschwindigkeit der Wasserteilchen beim Durchtritt durch die Düse bis in den Strahl umgekehrt proportional dem Abstand von der Strahlachse. Dies bedeutet ein Anwachsen auf durchschnittlich das Drei- bis Vierfache des Betrages vor der Düse; Winkelgeschwindigkeit und kinetische Energie nehmen auf das neun- bis sechzehnfache zu. Diese Energie ist für die Ausnützung verloren; sie wirkt aber außerdem sehr schädlich, weil die Wasserteilchen beim Austritt aus der Düse so großen Zentrifugalkräften unterworfen werden, daß der Strahl kurz nach der Düse mehr oder weniger zerstäubt und so fast völlig unwirksam wird. Man hat also darauf zu sehen, daß vor der Düse keinerlei Rotation entsteht, oder daß eine etwa vorhandene wieder aufgehoben wird, bevor die Wasserteilchen auf kleinen Achsenabstand

gelangen. Zu diesem Zweck, wie allerdings auch zur nochmaligen Führung der Nadel, wird vielfach vor der Düse ein Rippenstern mit 6, 8 oder mehr radial gestellten Rippen angeordnet (s. Abb. 433 und 434), deren axiale Länge mindestens zweimal so groß sein soll als die kleinste Ausdehnung in radialer Richtung oder die größte Lichtweite zwischen den Rippen in der Umfangsrichtung. Der Stern wird in der Regel nahe an die Düse herangesetzt, oft so, daß die Enden der Rippen noch in den Teil der Düse mit abnehmendem Durchmesser hineinragen. Die Geschwindigkeit nimmt dann trotz der Abnahme der Rippenstärke gegen die Düsenmündung hin doch stetig zu. Seltener wird der Rippenstern, wie aus Taf. 46, Abb. 1 ersichtlich, in das Zulaufrohr verlegt.



Abb. 435. Korrodierte Nadel.

Der Querschnitt der Rippen ist natürlich so zu halten, daß sie nur kleine Widerstände verursachen (s. Abb. 433). Der Stern wird entweder aus Bronze oder aus Stahlguß mit eingesetzten Stahlblechrippen hergestellt.

Die durch den Krümmer geführte Nadelstange bewirkt eine weitere Störung der Strömung. Der Rippenstern kann diese nicht vollständig beseitigen; die neuesten Bestrebungen gehen nun dahin, die Stange ganz wegzulassen und den Servomotor für die Nadel in die Nabe des Rippensterns zu verlegen.

Düse und Nadel sind so zu konstruieren, daß die Teile, die hauptsächlich der Abnützung unterworfen sind, leicht und mit verhältnismäßig geringem Kostenaufwand ausgewechselt werden können. Bei der Düse ist dies der Teil zunächst der Austrittskante. Dieser wird fast immer als besonderer Ring nach Abb. 429, 433, 436 und 437 eingesetzt und entweder aus Spezialbronze oder einer der neuen Sorten von rostfreiem Stahl hergestellt.

Bei der Nadel ist der Teil von der Spitze bis kurz hinter die Abschlußkante besonders gefährdet, s. Abb. 435. Er wird deshalb bei größeren Abmessungen vom Fuß der Nadel getrennt und wiederum aus höchstwertigem Material wie Chromnickelstahl, rostfreiem Stahl oder Spezialbronze gefertigt.

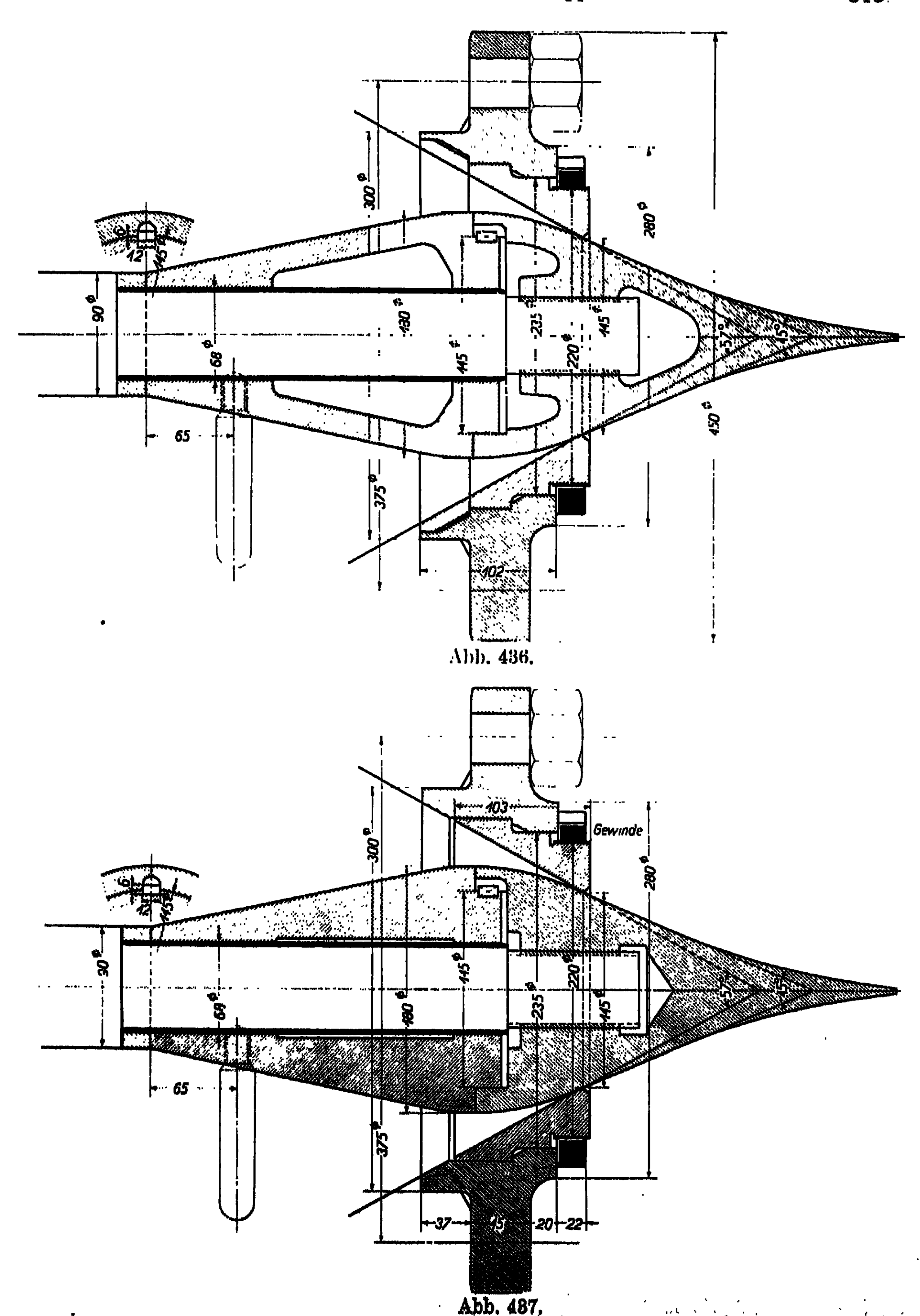


Abb. 436 und 437. Nadeldüsen, Ausführung Riva. Nadel nach Abb. 436 aus gegossenem, nach Abb. 437 aus geschmiedetem Material.

Abb. 436 zeigt die Gestaltung im Falle von gegossenem, Abb. 437 im Falle von geschmiedetem Material (Ausführung Riva), Taf. 44, Abb. 3 eine Ausführung in gegossenem Material von Voith.

Dient der Stern außer zur Gleichrichtung der Stromlinien auch zur Führung der Nadel, so ist die Gleitstelle zu schmieren; um Rostansatz an der Berührungsstelle zu verhindern, wird die Nadelstange dort in der Regel durch ein aufgezogenes Messingrohr geschützt.

§ 92. Die Nadelkräfte und ihr Ausgleich.

Für die konstruktive Durchbildung des Nadelantriebes sind vor allem die Kräfte zu bestimmen, die auf die Nadel einwirken. Zunächst sind diejenigen infolge des Wasserdruckes zu untersuchen und sodann allfällige äußere (Feder-)Kräfte festzulegen, die die ersteren möglichst vollständig zu kompensieren oder der Gesamtkraft einen bestimmten gewünschten Verlauf zu geben haben.

In geöffneter Stellung der Nadel setzt sich der resultierende Wasserdruck aus zwei Teilen zusammen, die wir uns etwa durch den Nadelquerschnitt des größten Durchmessers d_{max} getrennt denken können. In dem Teil zwischen diesem Querschnitt und dem Durchtritt der Nadelstange durch die Stopfbüchse hat das Wasser fast gleiche und verhältnismäßig kleine Geschwindigkeiten; der Druck kann in diesem Abschnitt mit großer Annäherung konstant und gleich dem Gefällsdruck gesetzt werden.

Auf der Oberfläche des Nadelkopfes wechselt der Druck von der Stelle mit dem Durchmesser d_{max} bis zur Spitze von Punkt zu Punkt. Der spezifische Druck p an einem Punkt im Abstande r von der Achse ist leicht zu bestimmen. Wir ziehen von ihm aus die Normale zu den Stromlinien bis zur Düse (s. Abb. 438), messen ihre Länge ab (a), sowie den Durchmesser d_s, auf dem ihr Schwerpunkt liegt und finden daraus die Durchtrittsfläche und die mittlere Geschwindigkeit als:

$$f = \pi d_s a$$

$$c = \frac{q}{\pi d_s a} = \frac{\frac{\pi}{4} d_0^2 c_0}{\pi d_s a} = \frac{d_0^2}{4 d_s a} c_0.$$

Wenn wir die Verluste vom Eintrittsquerschnitt der Turbine bis zu dem betrachteten Punkt vernachlässigen, so wird

$$p = \gamma H - c^2 \gamma H = (1 - c^2)\gamma H = \left[1 - \left(\frac{d_0^2}{4 d_s a}\right)^2 c_0^2\right] \gamma H$$

oder, da c_0 nach dem eben Gesagten gleich 1 ist

$$p = \left[1 - \left(\frac{d_0^2}{4 d_s a}\right)^2\right] \gamma H. \tag{160}$$

Der durch diesen Druck auf einer Ringfläche der Nadel von der Länge dl erzeugte Axialschub (s. Abb. 439) wird

$$d P_I = 2\pi \cdot r\, dl \cdot p \cdot \sin\frac{\psi}{2},$$

oder, da $dl \cdot \sin\frac{\psi}{2}$ gleich dr ist,

$$d P_I = 2\pi (r \cdot p)\, dr.$$

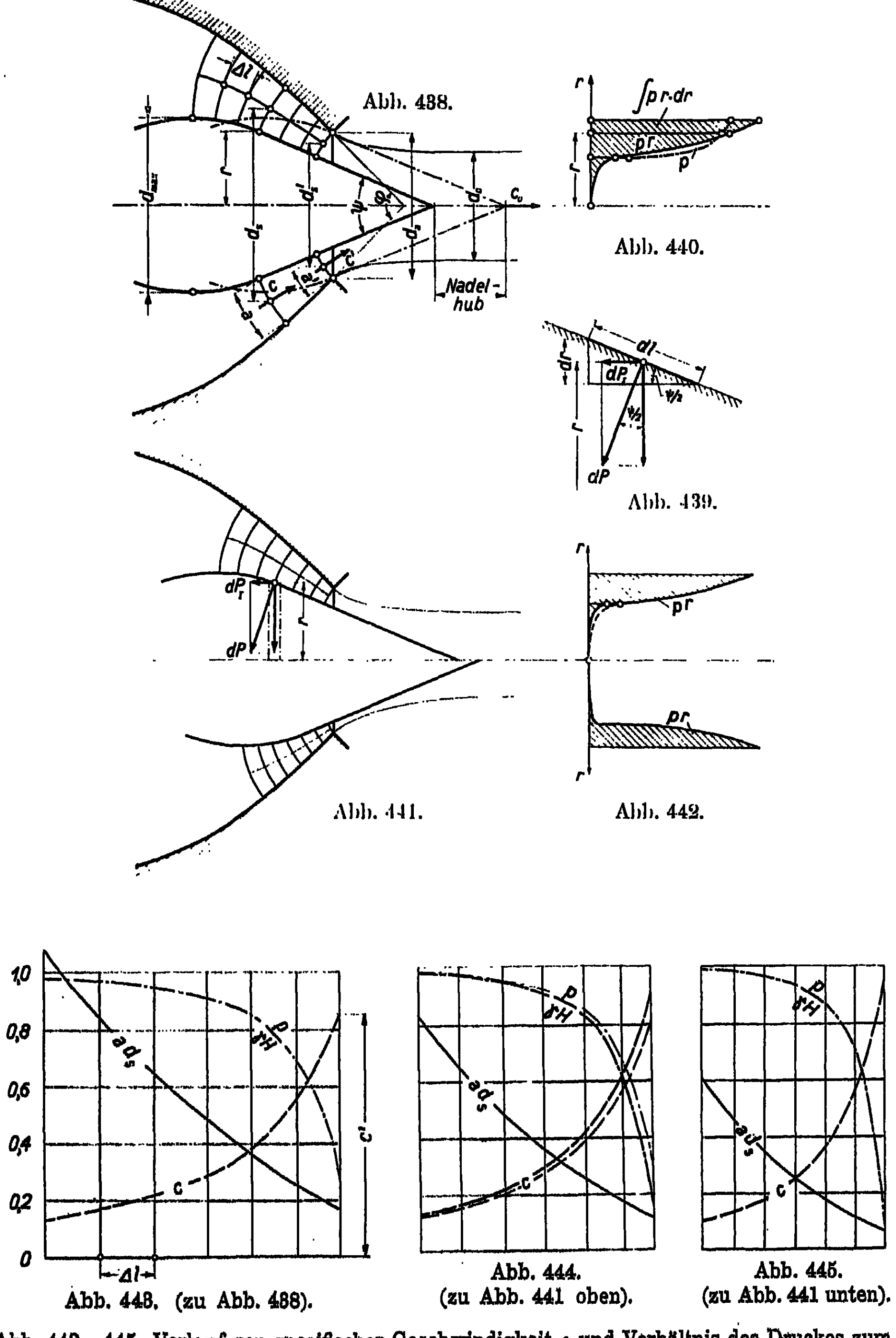


Abb. 443—445. Verlauf von spezifischer Geschwindigkeit c und Verhältnis des Druckes zum ganzen Gefällsdruck $\left(\frac{p}{\gamma H}\right)$ längs einer mittleren Stromlinie.

Die ganze Kraft von der Nadelspitze bis zum größten Durchmesser wird also:

$$(161)\qquad P_I = 2\pi \int_0^{\frac{d_{max}}{2}} (p \cdot r)\, d\, r.$$

Das Integral kann leicht graphisch bestimmt werden, indem das Produkt $p \cdot r$ in Funktion von r aufgetragen und die Fläche ausgemessen wird (s. z. B. Abb. 440). Allerdings kann der Druckverlauf aus Gleichung 161 nur bis zur eigentlichen Austrittsfläche ausgerechnet werden; $p \cdot r$ ist aber dort schon

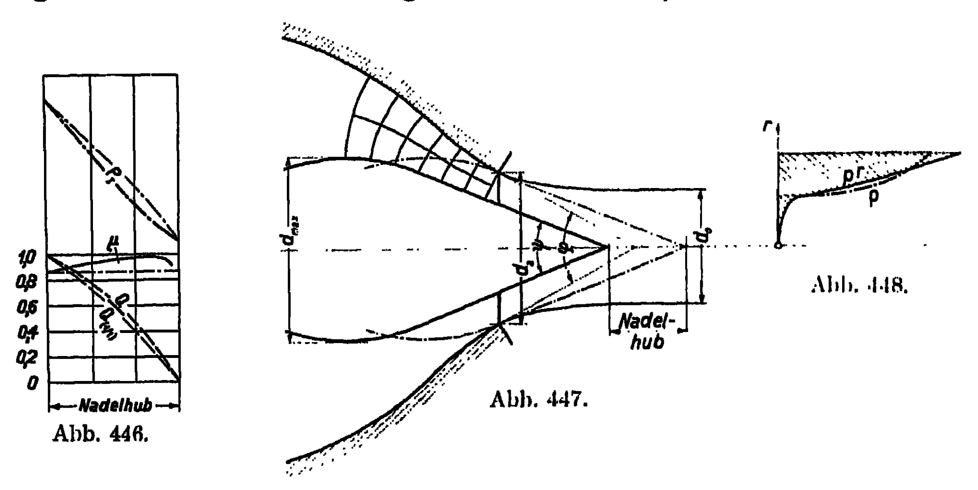


Abb. 446. Abb. 447. Abb. 448.

sehr klein und muß in der Strahlachse vollständig zu Null werden. Man kann daher das entsprechende kleine Zwickelchen der $p \cdot r$-Fläche genügend genau durch eine anschließende, durch den Nullpunkt gehende Kurve begrenzen. In den Abb. 438—449 sind diese Operationen für dieselbe Nadel und zwei Düsenformen bei verschiedenen Öffnungen durchgeführt. Für die Düse Abb. 438 zeigen Abb. 443 bis 445 die wesentlichen Ergebnisse. In Abb. 444 beziehen sich die stark ausgezogenen Kurven auf eine Durchflußziffer μ, die sich, wie in Abb. 446 angegeben, mit dem Nadelhub ändert, während die schwach ausgezogenen Kurven sich auf ein konstantes μ beziehen. Wie man sieht, ist der Unterschied so klein, daß er für praktische Rechnungen in der Regel vernachlässigt und μ als konstant angenommen werden darf.

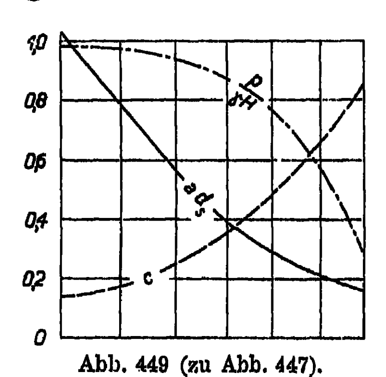


Abb. 449 (zu Abb. 447).

Der tatsächlich auftretende Axialschub ist von dem rechnungsmäßigen, besonders bei fast völligem Abschluß, noch etwas verschieden, weil in der Rechnung der Einfluß der Grenzschicht vernachlässigt und die Geschwindigkeit auf Normalen zu den Stromlinien als konstant angenommen wurde.

Zu der eben festgestellten, im Sinne des **Öffnens** der Nadel gerichteten Kraft P_I tritt nun die Kraft P_{II} auf den Abschnitt vom Nadelkopf bis zur

Stopfbüchse. Da der Druck hier als konstant angenommen werden darf, beträgt P_{II} im Sinne des Schließens, wenn mit d_{st} noch der Durchmesser der Nadelstange in der Stopfbüchse bezeichnet wird, s. Abb. 429:

$$P_{II} = \frac{\pi}{4} (d_{\max}^2 - d_{st}^2) \gamma H.$$

Die Gesamtkraft P ist dann im Sinne des Öffnens der Nadel

$$P = P_I - P_{II} = 2\pi \int_0^{\frac{d_{\max}}{2}} (p \cdot r)\, d\, r - \frac{\pi}{4} (d_{\max}^2 - d_{st}^2) \gamma H. \tag{162}$$

Da bei vollständigem Abschluß der Düse der Druck vor dem Abschlußkreis konstant gleich γH, nach diesem Kreis gleich null ist, vereinfacht sich für diesen Fall Gl. 162 zu:

$$a' = 0 \quad \Big| \quad P = -\frac{\pi}{4} (d_a^2 - d_{st}^2) \gamma H. \tag{163}$$

Die Veränderlichkeit der Nadelkraft mit der Stellung der Nadel hängt lediglich vom Verlauf der Kraft P_I auf den Nadelkopf ab. Dagegen kann die Kraftkurve P gegenüber der Abszissenachse durch verschiedene Wahl des Stopfbüchsendurchmessers d_{st} fast nach Belieben des Konstrukteurs verlegt werden. Es ist leicht, die Nadel so zu bauen, daß sie stets die Tendenz hat, sich zu schließen ($P_{II} > P_I$), oder daß sie sich stets zu öffnen versucht ($P_I > P_{II}$) oder endlich, daß in irgendeiner Stellung, z. B. der mittleren, die Kräfte einander aufheben. Immer aber kann durch diese Maßnahme die resultierende Kraft nur in einer bestimmten Stellung mit einer gegebenen Größe erhalten werden, dagegen verbleibt die Veränderlichkeit, wie sie durch diejenige des Axialschubes auf den Nadelkopf, also durch die gegenseitige Form von Düse und Nadel gegeben ist.

Will man den Ausgleich der Kräfte an mehreren Punkten des Nadelhubes erreichen oder in diesen die verbleibende Kraft in einer bestimmten Größe erhalten, so bleibt nichts übrig, als entsprechende Zusatzkräfte auf die Nadel wirken zu lassen. Als solche kommen in erster Linie Kräfte von Federn oder solche auf einen unter (veränderlichem) Flüssigkeitsdruck stehenden Kolben in Frage.

Es sei die Aufgabe gegeben, die Ausgleichsfeder für eine Nadel zu bestimmen, deren Axialschub P_I auf den Kopf den in Abb. 450 gezeichneten Verlauf habe. Der Hebel H sei nach dem Schema Abb. 451 in allen Stellungen möglichst zu entlasten. Die Feder wird als Druckfeder am Ende der Nadelstange angebracht und stützt sich auf den Boden der außen am Einlauf befindlichen Laterne. Unmittelbar auf die Nadelstange wirkend ergibt die Federkraft im Diagramm eine Gerade, die wir gegenüber dem Spiegelbild der P-Kurve (schwach strichpunktierte Linie in Abb. 450) so legen, daß diese möglichst wenig von ihr abweicht. Damit die Feder bei geschlossener Düse bis auf einen kleinen Betrag entlastet ist, bemessen wir den Stopfbüchsendurchmesser d_{st} so, daß die reinen Nadelkräfte in der Schlußstellung der Nadel bis auf den gewünschten Betrag ausgeglichen erscheinen.

Die Federkonstante, d. h. die zum Höchstbetrag der Federkraft F gehörige Zusammendrückung f kann nun aus dem Kräftediagramm entnommen und danach die Feder in bekannter Weise gerechnet werden.

Ganz analog geht man vor, wenn statt des vollständigen Ausgleiches auf dem Nadelweg eine angenähert konstante Kraft auf Schließen oder eine solche auf Öffnen gewünscht wird. Der Unterschied zeigt sich nur in der verschiedenen Größe des Stopfbüchsendurchmessers d_{st}.

Erscheint der Ausgleich durch eine einzige Feder zu unvollständig, so können auch deren zwei mit verschiedenen Federkonstanten angewendet werden. Für den Ersatz der Kraftkurve P_I steht dann statt der einen Geraden ein Zug von zwei Geraden verschiedener Neigung zur Verfügung.

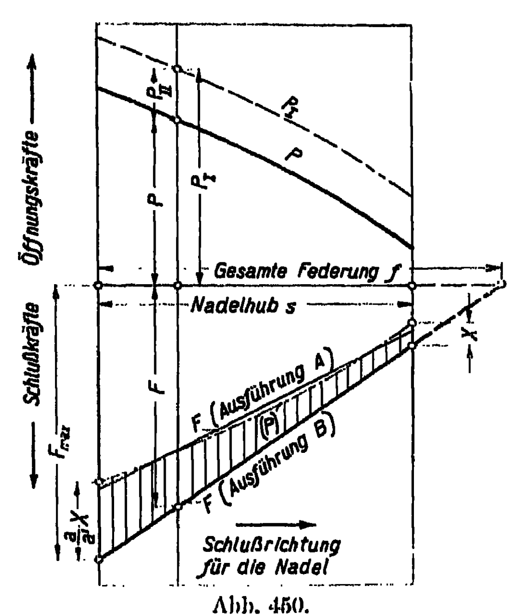


Abb. 450.
Bestimmung der Gegenfeder, Ausführung A für möglichst vollständige Entlastung, Ausführung B für resultierende Kraft auf Schließen, so, daß $\frac{dQ}{dt}$ für beide Hubenden gleich groß.

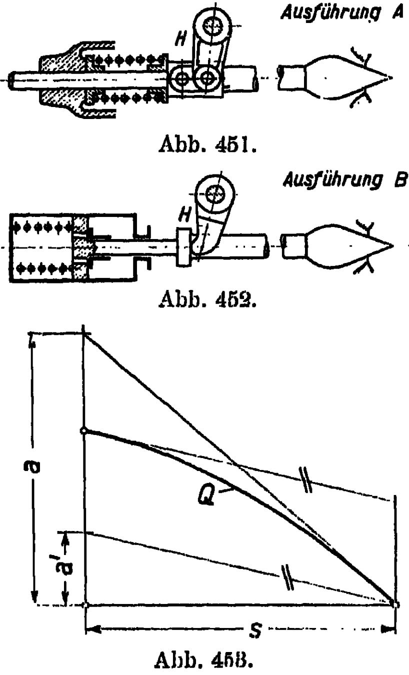


Abb. 451.

Abb. 452.

Abb. 453.
Wassermenge Q in Funktion des Nadelweges s.

Wie in § 93 näher ausgeführt, erfolgt die Schlußbewegung der Nadel am besten so, daß die Wassermenge angenähert eine lineare Funktion der Zeit wird. Steht dabei, entsprechend dem Schema Abb. 452, die Nadel nur unter dem Einfluß der Ölbremse und der Feder, so ist diese so zu bestimmen, daß ihre Kraftüberschüsse zu Beginn und zu Ende des Hubes sich verhalten wie $a : a'$, diese aus Abb. 453 entnommen.

Die Ausgleichsfedern sollten stets so disponiert werden, daß sie die Nadel zu schließen trachten. Im Falle eines Federbruches öffnet dann die Nadel; die Turbine käme dadurch auf volle Leistung und würde durchgehen, wenn nicht der in § 96 besprochene Ablenker eingriffe und die Drehzahl automatisch auf die normale Höhe zurückführte. Ein größerer Betriebsschaden kann also, wenn Regulator und Ablenker richtig arbeiten, nicht eintreten. Würde die Feder auf Öffnen wirken, so würden bei deren Bruch Kräfte auf die Nadel frei, die diese zum raschen Schluß bringen könnten. Dadurch

würden, wie in § 94 näher ausgeführt, Druckerhöhungen in der Rohrleitung auftreten, die die schwersten Folgen haben könnten. Aus diesem Grunde wird dann so konstruiert, daß die schließende Kraft, wenigstens in der Nähe der Schlußstellung, nicht zu groß ist.

Werden die Zusatzkräfte durch Flüssigkeitsdruck auf einen mit der Nadel in Verbindung stehenden Kolben erzeugt, so wird durch die eingeschaltete Rückführung[1] die Kolbenkraft automatisch so geregelt, daß die Nadel an der gewünschten Stelle stehen bleibt und so im Beharrungszustand einer bestimmten Stellung des Pendels nur e i n e Stellung der Nadel entspricht.

§ 93. Der Nadelantrieb.

Wird die Nadel mechanisch verstellt, so geschieht dies in der Regel durch Hebel und Laschen, s. z. B. Abb. 429—432.

Über die Art des Hebelangriffes ist folgendes zu sagen:

In der Regel sollte so konstruiert werden, daß einer bestimmten kleinen Verstellung des Regulators oder des Regulierhebels auf dem ganzen Weg die gleiche Veränderung der Wassermenge entspricht, oder daß diese spezifische Veränderung gegen den Schluß der Nadel noch abnimmt. Dieser Ver-

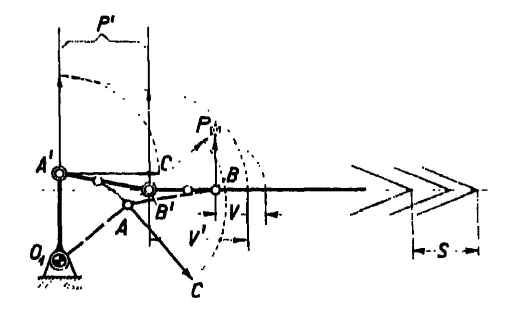


Abb. 454.
Bestimmung der Schränkung des Regulierhebels derart, daß für beide Hubenden der Nadel $\frac{dQ}{ds}$ gleich groß wird.

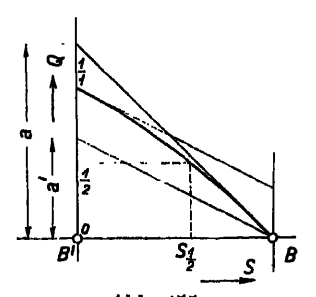


Abb. 455.
Wassermenge Q in Funktion des Nadelweges s.

lauf ist günstig für die Wirksamkeit des Geschwindigkeitsregulators, wie auch hinsichtlich der Druckschwankungen in der Rohrleitung und ihrem Höchstbetrag im Moment des vollständigen Abschlusses (s. § 94). Wie aus den Wassermengenkurven, z. B. Abb. 453 und 455 hervorgeht, ist jedoch die Wassermenge durchaus keine lineale Funktion des Nadelweges, sondern stellt sich, graphisch aufgetragen, als eine gekrümmte Linie dar. Man kann nun für den Nadelantrieb, zunächst wenigstens, die Bedingung stellen, daß die verhältnismäßige Änderung der Wassermenge, bezogen auf den Ausschlag des Antriebshebels, bei voller Öffnung und bei vollständigem Schluß der Düse gleich sei. Statt des Winkels kann auch der Weg $\widehat{A'A} = s_A$ am Ende des Antriebshebels (s. Abb. 454) eingeführt werden. Die Vorschubgeschwindigkeiten der Nadel v

[1] Siehe Wasserturbinen III. Teil. (In Vorbereitung.)

und v' in Schluß- und in offener Stellung müssen, wenn $\frac{dQ}{dt}$ konstant angenommen wird, sich verhalten wie

$$\frac{v'}{v} = \frac{a}{a'}.$$

Bei konstanter Geschwindigkeit c des Zapfens am Antriebshebel muß dann nach Abb. 454 und 455, analog wie nach Abb. 210 bei der Francisturbine auch hier sein:

$$\frac{a}{a'} = \frac{v'}{v} = \frac{c\,\frac{B'P'}{A'P'}}{c\,\frac{BP}{AP}} = \frac{B'P'}{A'P'} \cdot \frac{AP}{BP}$$

$$\frac{AP}{BP} = \frac{a}{a'} \cdot \frac{A'P'}{B'P'}.$$

Für

$$B'P' = A'P' \;(= \infty)$$

wird

$$\frac{AP}{BP} = \frac{a}{a'}.$$

Man nimmt sich also z. B. den Hebel für offene Nadelstellung senkrecht zur Nadelachse an und bestimmt die zweite Endlage und die Länge des Hebels so, daß die obige Bedingungsgleichung erfüllt ist.

Wird der Hebel in der offenen Stellung nicht senkrecht angenommen, so kann eine weitere Verfeinerung der Anpassung erreicht werden.

Statt des Antriebshebels der Nadel kann auch der Antriebshebel des Regulators oder ein weiteres zwischen Nadel und Regulator vorhandenes Elementenpaar Hebel-Lasche für die gewünschte Übersetzung der Geschwindigkeiten herangezogen werden. Es genügt wohl, hier das Grundsätzliche des Verfahrens angedeutet zu haben.

Die einzelnen Konstruktionselemente des Nadelantriebes sind überstark zu bemessen, jedenfalls so, daß sie auch der größten möglicherweise auf sie wirkenden Kraft (z. B. bei Federbruch) noch standhalten. Die Flächenpressung in den Zapfen ist entsprechend niedrig zu halten und die Zapfen sind alle zu schmieren, denn eine genaue Regulierung ist nur gewährleistet, wenn das Zapfenspiel dauernd auf das kleinst zulässige Maß eingeschränkt bleibt. Wirken die Zapfenkräfte stets im selben Sinn, so wird dadurch der Einfluß des Zapfenspiels fast aufgehoben, die Schmierung aber erschwert.

Beispiele von Nadelantrieben sind auf den Taf. 39—49 mehrfach dargestellt.

Die Doppelregulierung.

Die Nadel als Regulierorgan arbeitet, wie schon aus den Abb. 424, 426 und 428 hervorgeht und im § 104 näher ausgeführt werden wird, hinsichtlich des zu erzielenden Wirkungsgrades sehr gut. Trotzdem wird bei neuzeitlichen Peltonturbinen fast ausnahmslos ein zweites Organ zugeschaltet, dessen Anwendung durch die Rücksicht auf die Druckschwankungen in der Rohrleitung notwendig wird. Um das Zusammenarbeiten der zwei Regulierelemente verstehen zu können, muß daher zunächst die Frage der Massenwirkung in der Turbinenzuleitung kurz gestreift werden.

§ 94. Die Massenwirkung in der Rohrleitung.

Denken wir uns eine durch einen großen Behälter gespeiste Rohrleitung von der Länge L und dem zunächst konstant angenommenen Durchmesser D; an deren Ende sitze eine Turbine, die mit dem Gefälle H_0 arbeite. Wir vernachlässigen den Einfluß der Rohrreibung, nehmen also H_0 einfach so an, wie in Abb. 456 angedeutet. Die Wassergeschwindigkeit in der Rohrleitung sei C, bei voller Öffnung der Turbine C_m. Die ganze in der Rohrleitung enthaltene Wassermasse ist dann

$$\frac{\pi D^2}{4} L \cdot \frac{\gamma}{g}.$$

Wird nun durch das Regulierorgan der Turbine deren Wassermenge vermindert, so wird auch die Geschwindigkeit in der Rohrleitung herabgesetzt. Wir nehmen an, daß dabei sämtliche Wasserteilchen gleichzeitig und gleich verzögert werden und daß sich der Rohrleitungsquerschnitt auch bei eintretenden Druckschwankungen nicht ändere. Wir setzen also zur Vereinfachung der Rechnung Unzusammendrückbarkeit des Wassers und starre Rohrleitung voraus. Eine Verzögerung der Wassersäule in der Rohrleitung kann dann nur herrühren von einer Erhöhung der am unteren Rohrende auf die Grundfläche F wirkenden Kraft $F \cdot p$. Diese kann wiederum nur zustande kommen durch eine Erhöhung des Druckes um Δp auf $p_0 + \Delta p$, der Druckhöhe von H_0 auf $H = H_0 + h$. Es ist also

$$\frac{\gamma}{g} F L \frac{dC}{dt} = -h \gamma F.$$

Abb. 456.

Hierin ist h die der Druckerhöhung Δp entsprechende Vergrößerung der Druckhöhe am Ende der Leitung. Dividieren wir die obige Gleichung noch durch H_0, F und γ, so wird

$$\frac{L C_m}{g H_0} \frac{d \frac{C}{C_m}}{dt} = -\frac{h}{H_0}.$$

Mit den Bezeichnungen

$$\frac{L C_m}{g H_0} = T_r, \tag{164}$$

$$\frac{C}{C_m} = \varphi = \text{verhältnismäßige Geschwindigkeitsänderung},$$

$$\frac{h}{H_0} = y = \text{verhältnismäßige Druckschwankung}$$

erhalten wir

$$T_r \frac{d\varphi}{dt} = -y. \tag{165}$$

T_r ist die sogenannte Anlaufzeit der Rohrleitung, das ist die Zeit, die eine in der Rohrleitung eingeschlossene Wassersäule braucht, um unter dem Ein-

fluß der Schwere von der Geschwindigkeit 0 auf die Geschwindigkeit C_m zu kommen. Man sieht dies ohne weiteres ein, wenn man Gl. 164 in der Form

$$C_m = g \frac{H_0}{L} T_r$$

schreibt, worin $g \frac{H_0}{L}$ die Beschleunigung der ganzen Wassermasse in der Richtung der Rohrachse ist.

Die Gleichung 165 integriert, ergibt

$$T_r(\varphi_0 - \varphi_1) = \int_0^t y\,dt. \tag{166}$$

Wie man sieht, ist der Wert des Integrals, wie immer auch der Verlauf von y in Funktion von t sei, gegeben durch die Differenz der Geschwindigkeiten am Anfang und am Ende der Regulierperiode. Nehmen wir beispielsweise an, es werde die zuerst mit voller Öffnung laufende Turbine innerhalb einer Zeitspanne T_s geschlossen, es sei also

$$\text{für } t = 0 \ldots\ldots \varphi_0 = 1,$$
$$t = T_s \ldots\ldots \varphi_1 = 0,$$

so wird

$$\varphi_0 - \varphi_1 = 1 \quad \Big| \quad T_r = \int_0^{T_s} y\,dt. \tag{166a}$$

Wir nehmen nun zur möglichst raschen Klärung des Wesens der hier wichtigen Fragen einige Sonderfälle an.

1.) $y = \text{konst.} = y_m$.

Gl. 166a ergibt

$$\begin{matrix} \varphi_0 - \varphi_1 = 1 \\ y = \text{konst.} = y_m \end{matrix} \quad \Bigg| \quad y_m = \frac{T_r}{T_s}. \tag{167}$$

In einem rechtwinkligen Koordinatenkreuz mit y als Ordinaten und t als Abszissen (Abb. 457) wird das Ergebnis durch eine horizontale Gerade im Abstande y_m von der Abszissenachse und der Endabszisse T_s dargestellt. Die Fläche des so erhaltenen Rechteckes ist der Wert des Integrals $\int_0^{T_s} y\,dt$ auch für den Fall, daß das Schlußgesetz irgend ein anderes sei.

2.) Die spezifische Wassermenge q ist eine lineare Funktion der Zeit.

Bezeichnen wir mit ψ das Verhältnis $\frac{q}{q_{max}}$ der Wassermengen bei zwei verschiedenen Öffnungen, aber gleichem Gefälle, mit ψ_0 den Wert zur Zeit $t = 0$, mit $\psi_{max} = 1$ denjenigen bei voller Öffnung, so wird bei linearem Schlußgesetz

$$\psi = \psi_0 \mp \frac{t}{T_s},$$

wobei das Minuszeichen für Schließen, das Pluszeichen für Öffnen der Turbine gilt. Unter Benützung früherer Beziehungen (Gl. 14) wird

$$\varphi = \psi \sqrt{\frac{H}{H_0}} = \psi \sqrt{\frac{H_0 + h}{H_0}} = \psi \sqrt{1 + y},$$

oder, wenn für kleine Beträge von y der Wurzelwert $\sqrt{1+y}$ durch $1+\frac{1}{2}y$ ersetzt wird $\left(y < \frac{1}{2};\ \frac{T_s}{T_r} > 2{\cdot}5\right)$, so ergibt sich für Schließen

$$\varphi = \psi\left(1+\frac{1}{2}y\right) = \left(\psi_0 - \frac{t}{T_s}\right)\left(1+\frac{1}{2}y\right)$$

und nach Gleichung 165

$$(168)\qquad \frac{d\varphi}{dt} = \left(\psi_0 - \frac{t}{T_s}\right)\frac{1}{2}\frac{dy}{dt} - \frac{\left(1+\frac{1}{2}y\right)}{T_s} = -\frac{1}{T_r}\,y.$$

Die Auflösung ergibt nach einigen Umformungen:

$$(169)\qquad y = \frac{2\left[1-\left(1-\frac{t}{\psi_0 T_s}\right)^{2\frac{T_s}{T_r}-1}\right]}{2\frac{T_s}{T_r}-1};$$

dabei ist, da zur Zeit $t = 0$ auch y gleich 0:

$$(170)\qquad \begin{array}{c} t = 0 \\ \psi = \psi_0 \end{array} \Bigg| \quad \frac{dy}{dt} = \frac{2}{\psi_0 T_s}.$$

Die Neigung der ersten Tangente der y-Kurve ist also unabhängig von der Anlaufzeit der Rohrleitung und umgekehrt proportional der Anfangsbelastung der Turbine. Die Druckerhöhung vollzieht sich in um so schrofferem Anstieg, je kleiner die Turbinenöffnung ψ_0 zu Beginn der Schlußbewegung ist (s. Abb. 457).

Den Höchstwert der Druckerhöhung erhalten wir bei vollständigem Abschluß nach der Zeit $\psi_0\, T_s$ zu

$$(171)\qquad y_{\max} = \frac{2\,T_r}{2\,T_s - T_r} = \frac{2}{2\frac{T_s}{T_r}-1}$$

$$(171\,a)\qquad T_s = T_r\,\frac{1+\frac{1}{2}y_{\max}}{y_{\max}}.$$

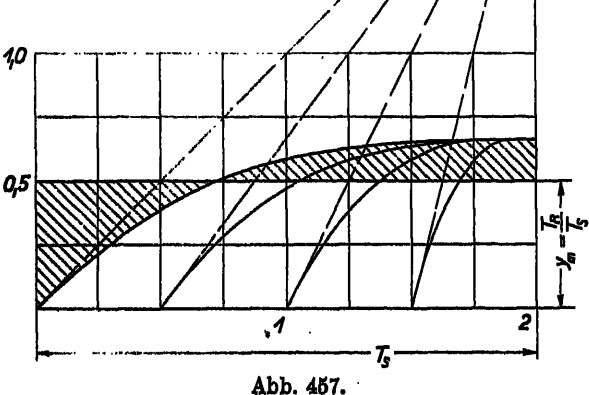


Abb. 457.

In diesen Gleichungen ist die Anfangsbelastung verschwunden. Wird also von verschiedenen Anfangsbelastungen immer mit der gleichen Schließgeschwindigkeit vollständig abgeschlossen, so wird auch immer die gleiche Druckerhöhung eintreten. Da die Schlußgeschwindigkeit weniger genau beherrscht werden kann, wenn es sich um ganz kleine Hübe in der Nähe der Schlußstellung handelt, so ist ohne weiteres einzusehen, daß unter den gemachten Voraussetzungen die Druckstöße im letzten Moment des Schließens die gefährlichsten sein können. Der genaue Verlauf der Kurve des Druckanstieges ist durch Gl. 169 gegeben; er kann aber auch, ohne größere Rechnung, mit ausreichender Genauigkeit in

das y—t-Diagramm eingetragen werden, wenn dort zunächst die Gerade mit der Ordinate $\frac{T_r}{T_s}$, der Endwert nach Gl. 171 und die Tangente im ersten Punkt der Kurve entsprechend Gl. 170 eingetragen werden und man sich daran erinnert, daß der Inhalt des Rechteckes, bestimmt durch die Wagrechten $y_0\,T$ und die Senkrechten $\frac{T_r}{T_s}$, gleich sein muß dem Inhalt der durch die y-Kurve, die Abszissenachse und die Endordinate eingeschlossenen Fläche.

Steht das Regulierorgan nach teilweisem Abschluß der Leitung still, so fällt der Druck, wie der Kurvenast rechts in Abb. 458 zeigt, nach einer Exponentialkurve. Deren Gleichung wird erhalten, wenn man in Gl. 168 T_s unendlich groß einführt. Die Integration ergibt dann

$$y = y_0\, e^{-\frac{2}{\psi_1\, T_r}\, t}.$$

Die Annahme einer starren Rohrleitung und unzusammendrückbaren Wassers treffen in Wirklichkeit nicht genau zu. Dem bisher festgestellten Druckanstieg wird eine Schwingung überlagert, die eben von der Elastizität des Rohrmateriales und des Rohrinhaltes herrührt. Hier auf die genaue Untersuchung dieser Erscheinung einzugehen, würde zu weit führen; es sei, außer auf den III. Teil dieses Werkes, nur auf einige der vielen über diesen Gegenstand veröffentlichten Arbeiten[1] verwiesen. Übrigens erhöht die Elastizität die Drucksteigerung gegenüber der beim starren Rohr auftretenden bei den für Nebenauslässe und Nadeln in Betracht kommenden Schlußzeiten von 15—40″ nur selten um mehr als etwa 10%. Andererseits kann schon das Schließgesetz des Regulators von dem vorausgesetzten so stark abweichen, daß die Druckerhöhung um 10% höher wird als die bisherige Rechnung ergab. Deshalb hält sich bei Anwendung der unten beschriebenen Doppelregulierung oder von Druckregulierungen der Einfluß der Elastizität in den meisten Fällen innerhalb der natürlichen Fehlergrenzen der Rechnungsannahmen.

Die Nachrechnung von Zahlenbeispielen zeigt nun sofort, daß die Druckerhöhung in der Leitung bei raschem Abschluß der Rohrleitung sehr erhebliche Beträge erreichen kann. Es seien z. B. folgende Werte gegeben:

$$H_0 = 100 \text{ m};\quad L = 400 \text{ m};\quad C_m = 3 \text{ m/s};\quad T_s = 3''.$$

Die Anlaufszeit der Rohrleitung wird dann

$$T_r = \frac{400\cdot 3}{g\cdot 100} \approx 1{,}2''$$

und die größte Druckschwankung bei linearem Schließen

$$y_{\max} = \frac{2\cdot 1{,}2}{2\cdot 3 - 1{,}2} = 0{,}5.$$

Da Wandstärke und Preis der Rohrleitung angenähert linear mit dem größten

[1] Näheres s. Allievi, Atti della Società degli ingegneri ed architetti, Torino 1903; Braun, Druckschwankungen in Rohrleitungen, K. Wittwer, Stuttgart 1909; Dubs und Bataillard, Übersetzung und Erweiterung der erst erschienenen Arbeit von Allievi, Berlin, Springer 1909; Gaden, Théorie du coup de bélier, nach den Arbeiten Allievis, Paris, Dunod 1921; Kreitner, Druckschwankungen in Turbinenrohrleitungen, Wasserwirtschaft 1926; Löwy, Druckschwankungen in Druckrohrleitungen, Wien, Springer 1928; Hruschka, Druckrohrleitungen, Wien 1929; P. De Haller, Zur Berechnung der Druckstöße in Rohrleitungen. Escher Wyss-Mitteilungen Mai—Juni 1929.

Innendruck wachsen und die Rohrleitung in der Regel eines der teuersten Elemente der ganzen Anlage darstellt, so ist ohne weiteres einzusehen, daß erhebliche Ersparnisse gemacht werden können, wenn es gelingt, die Druckschwankungen und damit den Höchstwert des Druckes in engeren Grenzen zu halten, als sie sich in dem eben durchgerechneten Beispiel ergaben. Es stehen zu diesem Zweck zur Verfügung die Verkleinerung von T_r und die Vergrößerung von T_s. Die erstere ist bei gegebener Anlage nur durch Verkleinerung der größten Geschwindigkeit C_m oder Verkürzung der Länge L zu erzielen. Das letztere ist bei gegebenen Geländeverhältnissen gewöhnlich nur in bescheidenem Maß möglich, die Verminderung der Geschwindigkeit entspricht einer Vergrößerung des Rohrdurchmessers, also wieder einer Verteuerung der Rohrleitung. In der Regel verbleibt als wirksames Mittel zur Verminderung der Drucksteigerung nur die Verlängerung der Zeit, innerhalb welcher die Wassermenge in der Rohrleitung verzögert wird. Wollte man in dem angeführten Beispiel rechnerisch etwa 8 % zulassen, so würde die Schlußzeit der Rohrleitung sich nach Gl. 171a ergeben zu

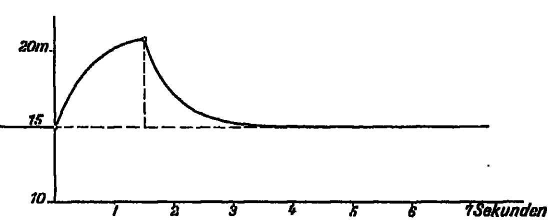


Abb. 458. Schließen von ganz offen bis 1/2 offen.

$$T_s = 1{,}2\,\frac{1+0{,}04}{0{,}08} = 15{,}6''.$$

Wie im III. Teil näher ausgeführt werden wird, muß die Leistung der Turbine innerhalb viel kürzerer Zeit, in 0,5 bis 2 Sek., von dem vollen Wert auf Null vermindert werden, wenn bei einer plötzlichen Entlastung die Drehzahl sich nicht zu stark erhöhen oder die nötigen Schwungmassen sich nicht als unwirtschaftlich groß ergeben sollen.

§ 95. Maßnahmen zur Vermeidung größerer Druckerhöhungen in der Rohrleitung.

Aus dem eben angeführten Widerspruch zwischen der Notwendigkeit einer vergleichsweise langen Schlußzeit der Rohrleitung und derjenigen einer sehr kurzen für die Regulierung ergibt sich der Zwang, außer der letzteren durch die Nadel noch eine zweite durch einen sogenannten Ablenker einzuführen oder aber eine Druckregulierung an die Leitung anzuschließen. Die letztere wirkt so, daß der während der Regulierbewegung der Turbine abgeschaltete Teil der Wassermenge zunächst durch einen Nebenauslaß strömt der sich nachher mit einer für die Rohrleitung zulässig langen Schlußzeit wieder schließt[1]. Näheres im III. Teil des Werkes.

Bei Francisturbinen kommt, wenn die Rohrleitung geschützt werden muß, nur die zuletzt genannte Konstruktion in Frage. Auch bei der Peltonturbine fand sie früher allgemein Verwendung (meines Wissen zuerst durch Escher Wyss & Cie.). Amerikanische Firmen bauten den ganzen Leitapparat samt Einlaufkrümmer drehbar um eine Achse senkrecht zu der der Zuleitung.

[1] Bezüglich der Geringfügigkeit der so entstehenden Verluste s. Calame, L'énergie perdue par les organes de décharge. Bulletin techn. de la Suisse Romande 1924.

Der Strahl konnte damit mehr und mehr und schließlich vollständig vom Rad weggelenkt werden, so daß er ohne Leistungsabgabe an diesem vorbeifloß. Die Nadel wurde je nach der zur Verfügung stehenden Wassermenge oder nach der auf längere Zeit hin verlangten Höchstleistung der Turbine von Hand eingestellt. Abgesehen von den starken Wasserverlusten infolge ungenauer Einstellung der Nadel ist die ganze Konstruktion sehr schwer beweglich; überdies machte die Abdichtung im Rohrgelenk Schwierigkeiten. Eine Verbesserung bestand darin, daß man Nadel und Schwenkdüse durch den Regulator betätigen ließ.

§ 96. Der Ablenker.

a) Wirkungsweise des Ablenkers.

Die Firma Piccard, Pictet & Cie., die Vorgängerin der Ateliers des Charmilles in Genf, ersetzte die Wirkung der Schwenkdüse durch diejenige eines Ablenkers, der, unmittelbar an der Düsenmündung sitzend, den Strahl im Bedarfsfalle vom Rad abzulenken gestattet. Analog den Druckregulierungen

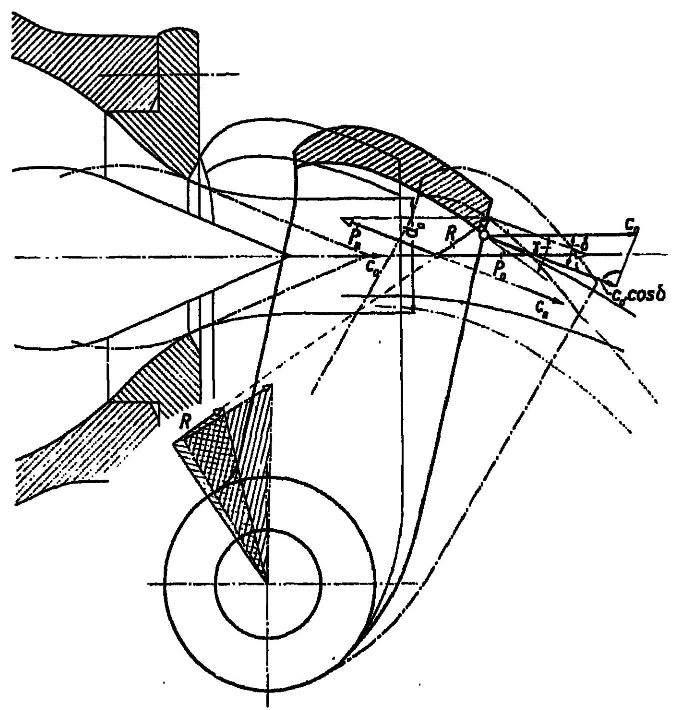


Abb. 459. Ablenker; schwach ausgezogen in Grundstellung für vollen Strahl, stark ausgezogen bei teilweiser, strichpunktiert bei voller Ablenkung gezeichnet.

werden Nadel und Ablenker so gekuppelt, daß bei Entlastungen der Ablenker die Leistung der Turbine rasch vermindert, während die Nadel die Wassermenge durch genügend langsames Schließen der neuen Leistung innerhalb eines so großen Zeitraumes anpaßt, daß starke Druckerhöhungen ausgeschlossen werden.

Die geschilderte Wirkung des Ablenkers kann natürlich auf verschiedene Weise und durch verschiedene Bauarten erreicht werden (s. die auf Taf. 39 bis 49 dargestellten Ausführungen).

Die zuerst von Piccard, Pictet & Cie. und heute noch z. B. von Tosi angewendete Form besteht aus einer Art Finger, der, sich um eine Achse unmittelbar über der Düsenmündung drehend, den Strahl niederdrückt und vom Rad ablenkt (s. Taf. 40, Abb. 1).

Die zweite Art ist die in Abb. 459 dargestellte. Die Wirkungsweise ist ähnlich, nur liegt die Schwenkachse unterhalb des Strahles. Wie aus den unten stehenden Ausführungen hervorgeht, ist hier das Moment der Ablenkerkraft kleiner als bei der ersten Anordnung; auch erscheint das Gelenk bei abgebogenem Strahl vor Spritzwasser etwas besser geschützt.

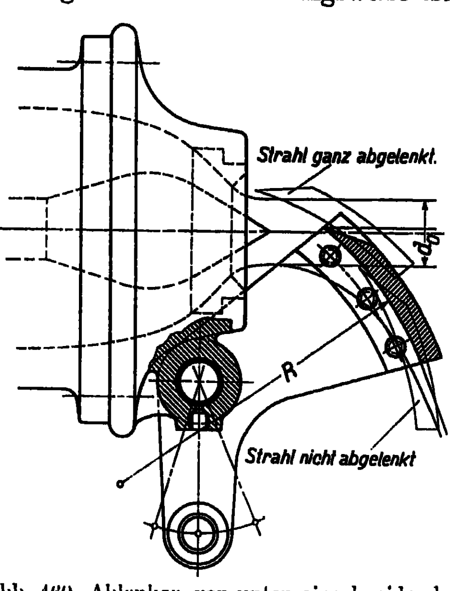


Abb. 460. Ablenker, von unten einschneidend.

Die dritte Art nach Abb. 460 wirkt insofern anders, als sie den Strahl nicht niederdrückt, sondern von unten her anschneidet. Während bei den ersten zwei Arten die Leistungsfähigkeit des Strahles schon kurz nach der Berührung durch den Ablenker infolge der Abplattung und seitlichen Zerstreuung stark abnimmt, so daß manche Firmen den Ablenker auch beim größten Ausschlag nicht über die Strahlachse hinausführen, wird bei der dritten Lösung der vom Ablenker nicht angeschnittene Strahlteil immer noch gut arbeiten, so daß die Verminderung der Leistung, z. B. um 50% ihres Höchstwertes, durch die ersten zwei Arten von Ablenkern rascher, d. h. nach Zurücklegung eines kleineren Weges erreicht wird, als bei der dritten Art. Am häufigsten wird die Bauart nach Abb. 459 ausgeführt.

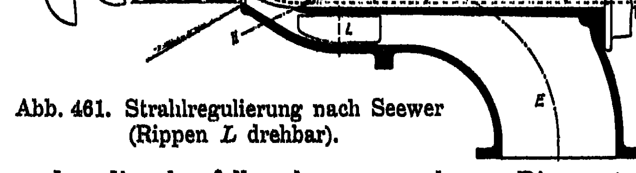


Abb. 461. Strahlregulierung nach Seewer (Rippen L drehbar).

Einen ganz anderen Weg hat Seewer zur Lösung der gleichen Aufgabe beschritten. Wie schon oben erwähnt, hat eine stärkere Rotation der Wasserteilchen vor der Düse ein Zerstäuben des Strahles zur Folge. Zur Verhinderung der Drehung werden die ebenfalls schon angegebenen Rippensterne eingebaut. Seewer[1] benützt nun diese Rippen als Mittel, die Leistungsfähigkeit des Strahles rasch

[1] Siehe Prášil, Universalregulierung System Seewer, Schweiz. Bauztg. 1919, Band LXXIII, S. 251.

zu vermindern, indem er die Rippen nicht fest, sondern zur künstlichen Erzeugung einer Rotationsbewegung vor der Düse um Achsen senkrecht zu derjenigen des Strahles drehbar macht (s. Abb. 461). Schon eine ganz kleine Auslenkung der Rippen genügt, um den Strahl, wie Abb. 462 zeigt, vollständig zu zerstäuben und seine Wirkung fast auf Null zu vermindern. So interessant diese Lösung auf den ersten Blick erscheint, so haften ihr doch zwei Nachteile an. Einmal werden die Gelenke der beweglichen Rippen im Wasserraum von hohem Druck Schwierigkeiten ergeben und sodann ist es sehr viel leichter, den Strahl durch Schiefstellen der Rippen zum Zerstäuben zu bringen, als die Rippen, besonders wenn die Gelenke schon etwas ausgelaufen sind, immer wieder so genau in Axialebenen einzustellen, daß der Strahl vollständig geschlossen bleibt und mit hohem Wirkungsgrad arbeitet. Etwas günstiger stellt sich wohl die neuere, von der English Electric Company Limited, London ausgeführte Form, bei der die

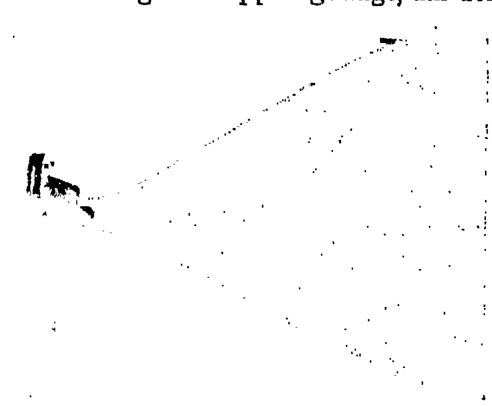
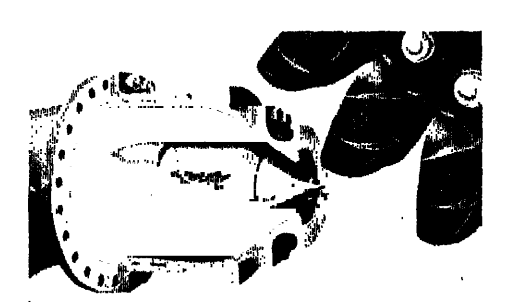


Abb. 462. Strahlzerstäubung bei der Seewerregulierung.



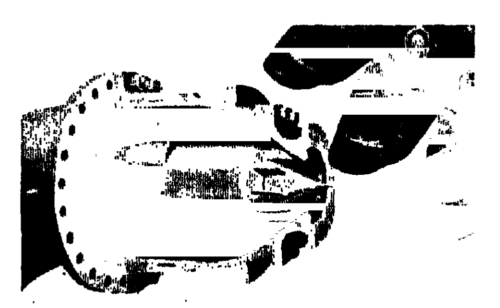


Abb. 463 und 464. Ausgeführte Seewerregulierung.

schief angeordneten Rippen im Nadelkopf vorgeschoben und wieder zurückgezogen werden (s. Abb. 463 und 464).

b) Die auf den Ablenker wirkende Strahlkraft.

Die Kraft, die der abgelenkte Strahl auf den Ablenker ausübt, hängt stark von der Form des letzteren ab. Nehmen wir einmal an, der Ablenker umfasse den Strahl so eng, daß dieser seitlich nicht ausweichen kann, er sei also etwa so geformt, wie dies Abb. 465 zeigt, er schließe überdies tangential an den Strahl an, so daß angenommen werden darf, es werden alle Wasserteilchen gleich stark und ohne wesentlichen Geschwindigkeitsverlust abgelenkt. Wir können uns den Vorgang so vorstellen, daß die Wasserteilchen zunächst in Richtung der Strahlachse von der spezifischen Geschwindigkeit c_0 auf Null verzögert und sodann in Richtung der Austrittstangente des Ab-

lenkers wieder auf c_0 beschleunigt werden. Wir erhalten sowohl in der Richtung der Strahlachse, wie in der Richtung der Austrittstangente Kräfte des Strahles auf den Ablenker von der Größe

$$P = \frac{\gamma Q}{g}(C_0 - 0) = 2\,q\,\gamma H\,c_0 = 2\left(\frac{\pi}{4}\,d_0^2\,\gamma H\right)c_0^2. \tag{172}$$

Da die Reaktionskräfte den Beschleunigungen entgegengesetzt gerichtet sind, hat die erste Kraft (P_e) die gleiche Richtung wie die Strahlgeschwindigkeit, die zweite (P_a) ist entgegengesetzt der Strahlgeschwindigkeit am Austritt des Ablenkers gerichtet. Die Resultierende aus beiden ist graphisch ohne weiteres zu erhalten.

In Wirklichkeit ist nun der Ablenker nicht so gebaut, wie eben vorausgesetzt. Zwar suchen wir die Eintrittsstelle so zu konstruieren, daß sie bei vollem Ausschlag des Ablenkers mit einer Tangente ungefähr in der Richtung des Strahles beginnt, doch muß der Ablenker, damit die Düse möglichst nahe an das Rad herangesetzt werden kann, unmittelbar zu Beginn der Krümmung abgeschnitten werden. Das in Abb. 465 gegen die Düse zu liegende gerade Stück fehlt also in Wirklichkeit und es wird ein, wenn auch kleinerer Teil der Wassermenge zufolge des sich durch die Krümmung bildenden Druckes längs der Ablenkfläche nach rückwärts fließen, also an der Eintrittskante des Ablenkers ausströmen. Der Schwerpunkt eines Strahlquerschnittes wird infolgedessen nicht mehr mit der Geschwindigkeit c_0, sondern mit einer kleineren aus dem Ablenker austreten.

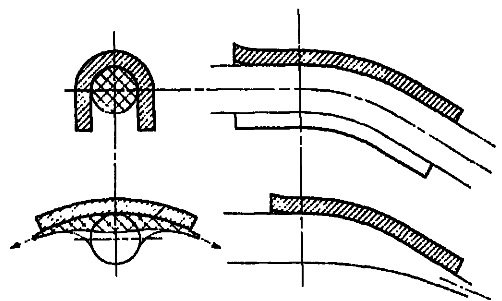


Abb. 465 und 466. Ablenker in voll ausgelegter Stellung (Strahlablenkung am größten).

In gleicher Richtung wirkt eine Abplattung des Ablenkerquerschnittes gegenüber dem Strahl, wie sie Abb. 466 zeigt. Zufolge des in der Ablenkfläche herrschenden Druckes entstehen dann Geschwindigkeitskomponenten der Wasserteilchen quer zur Radebene. Die durch sie bedingten Massenkräfte heben sich, weil symmetrisch zur Radebene, auf; doch haben sie wiederum eine Verminderung der Geschwindigkeit einzelner Wasserteilchen und damit auch der mittleren Geschwindigkeit zur Folge.

Die genannten Ursachen bewirken also eine Verkleinerung des Betrages der mittleren in der Radebene gelegenen Austrittsgeschwindigkeit aus dem Ablenker. Diese wird um so kleiner, je näher wir den Ablenker am Beginn der Krümmung abschneiden, je mehr die erste Tangente in der voll ausgelegten Stellung von der Richtung des Strahles abweicht, je mehr der Ablenker im Querschnitt gegenüber dem Strahl abgeplattet wird und je stärker die Gesamtablenkung des Strahles ist. Die spezifische Austrittsgeschwindigkeit aus dem Ablenker kann etwa geschätzt werden (s. Abb. 459) zu

$$c_a = \varphi\,c_0\cos\delta,$$

worin φ einen Beiwert bedeutet, der je nach dem Querschnitt des Ablenkers (vgl. Abb. 465 und 466) etwa zwischen 1 und 0,8 angenommen werden kann.

Die Richtung von c_a erfährt gegenüber derjenigen der Austrittstangente noch eine kleine Änderung $\gamma-\delta$ (s. Abb. 459), die die gleichen Ursachen hat, wie die Differenz zwischen dem wirklichen Austrittswinkel β_2 aus der Schaufel gegenüber dem Winkel β_2' der letzteren (s. § 81, b). Die an der Eintritts- und an der Austrittsstelle des Ablenkers wirkenden Kräfte ergeben sich sonach zu:

$$(173)\qquad \begin{cases} P_e = 2\left(\frac{\pi}{4} d_0^2 \gamma H\right) c_0^2 \approx 2\left(\frac{\pi}{4} d_0^2 \gamma H\right) \\ P_a = 2\left(\frac{\pi}{4} d_0^2 \gamma H\right) c_0^2 \varphi \cos\delta \approx 2\left(\frac{\pi}{4} d_0^2 \gamma H\right) \varphi \cos\delta. \end{cases}$$

Die Resultierende R aus beiden ist graphisch zu ermitteln (s. Abb. 459). Das Moment der Kraft ergibt sich als Produkt derselben mit ihrem Abstand von der Drehachse des Ablenkers. Die in Abb. 459 schraffierten Dreiecke, ausgezogen für die Mittelstellung, strichpunktiert für die ganz ausgelegte Stellung des Ablenkers, geben ein Maß hiefür. Wie ohne weiteres ersichtlich, kann durch Verschiebung der Achse im Sinne der Verkürzung des Hebelarmes von R das Moment in günstigem Sinne beeinflußt werden.

Bei geeigneter Form des Ablenkers könnte dessen Drehachse, wenigstens für eine Stellung, in die Richtung der Kraft R hereingebracht und damit das Moment des Ablenkers zu Null gemacht werden. Dies hätte jedoch bei Veränderung der Stellung einen Druckwechsel in den Gelenken zur Folge, der besser vermieden wird.

c) Konstruktion des Ablenkers.

Auf Grund der vorstehenden Untersuchungen kann der Ablenker nun endgültig konstruiert werden. Dabei ist von vornherein zu berücksichtigen, daß die Bestimmung der Kraft R ziemlich unsicher ist und daß zufolge der Raschheit der Ablenkung auch dynamische Wirkungen hinzutreten, die es ratsam erscheinen lassen, die einzelnen Teile sehr kräftig zu bauen und ein Material zu verwenden, das auch stoßartigen Beanspruchungen gewachsen ist. Es kommt daher bei größeren Einheiten und höherem Gefälle fast nur Stahlguß und für die Teile größter Abnützung, die eigentliche Ablenkschaufel, rostfreier Stahl in Frage. Da der letztgenannte Teil häufiger auszuwechseln ist als die übrigen, wird er in der Regel getrennt von den Wangen ausgeführt und an diesen befestigt, wie es z. B. Taf. 45, Ab. 1 und 2 und Taf. 47, Abb. 1—3 zeigen. Zur Versteifung der beiden Wangen gegeneinander wird vielfach noch eine Verbindungsrippe nach Taf. 43, Abb. 1 eingezogen.

Der Einlauf sollte, nach Lösung der Krümmer- und der Gehäuseschrauben, stets in einem ausgebaut werden können (s. Taf. 44, Abb. 5). Dies sollte nach Herausnahme des Antriebzapfens des Ablenkers auch dann möglich sein, wenn das Lager der Ablenkerwelle an der Düse befestigt ist. Wo diese Forderung zu Schwierigkeiten führt, wird der Ablenker besser unabhängig von der Düse am Gehäuse gelagert (s. Taf. 40, Abb. 1 und 2 und Taf. 46, Abb. 1).

§ 97. Die Verbindung zwischen Ablenker und Nadel.

Für den Zusammenhang zwischen der Bewegung des Ablenkers und derjenigen der Nadel sind, wie zum Teil schon im § 96 erwähnt, folgende Grundsätze maßgebend:

1. Im Beharrungszustand soll die einschneidende Kante des Ablenkers bis auf einen oder wenige Millimeter von dem durch die Nadel eingestellten Strahl abstehen, diesen also in keinem Punkt berühren. Dies verlangt, daß der Ablenker nicht etwa in der Stellung entsprechend dem Beharrungszustand bei vollem Strahl verharre, sondern bei langsamer Schließbewegung der Nadel dem jeweiligen Strahl in dem angegebenen kurzen Abstand folge. Der ganz geschlossenen Stellung der Nadel entspricht also eine Stellung der einschneidenden Kante des Ablenkers in ganz kleinem Abstand von der Strahlachse. In Abb. 467 ist der Ablenker für die Belastungen im Beharrungszustand von $^1/_1$, $^1/_2$ und 0 gezeichnet.

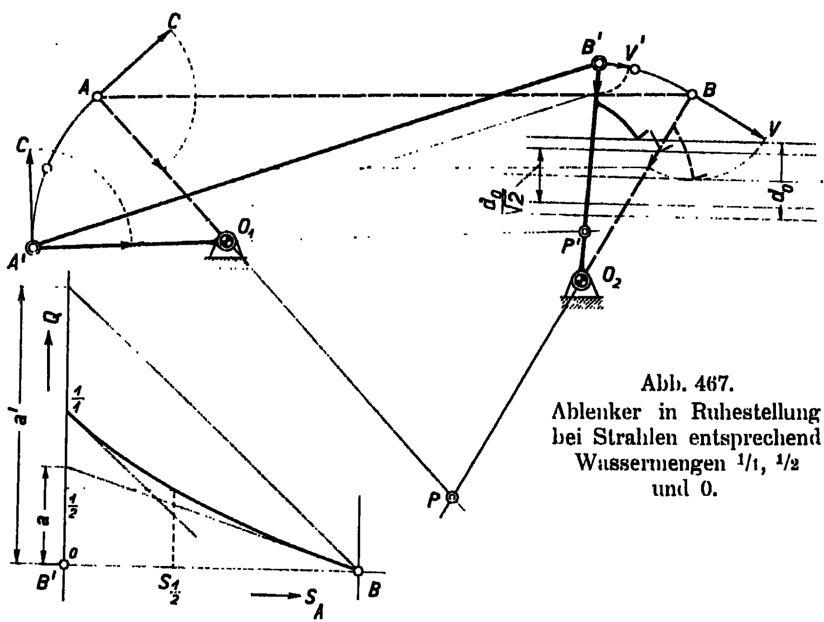


Abb. 467. Ablenker in Ruhestellung bei Strahlen entsprechend Wassermengen $^1/_1$, $^1/_2$ und 0.

Abb. 468. Zusammenhang zwischen Wassermenge und Ruhestellung des Ablenkers (Weg s_A).

2. Der Regulator muß den Ablenker unabhängig von der Nadel in möglichst kurzer Zeit von der Stellung im Beharrungszustand in diejenige bringen können, in der der Strahl vom Rad abgelenkt ist.

3. Gleich nach Beginn der Ablenkerbewegung hat die Nadel eine Schlußbewegung auszuführen derart, daß die Wassermenge langsam, am besten etwa linear mit der Zeit, vom Anfangs- bis auf den Endwert vermindert wird.

4. Während dieser Schließbewegung muß sich der Ablenker so zurückziehen, daß er nach Neueinstellung des Beharrungszustandes gegenüber dem Strahl wieder richtig steht.

5. Bei einer Öffnungsbewegung hat die einschneidende Kante des Ablenkers der Vergrößerung des Strahles so zu folgen, daß der letztere dabei nie berührt wird.

6. Die Öffnungsbewegung der Nadel hat möglichst frei von bremsenden Kräften zu erfolgen.

Der erste Schritt bei der Konstruktion ist am besten die Verwirklichung der unter Ziff. 1 genannten Bedingung. Man denkt sich die Nadel langsam schließend und den Ablenker mit ihr in festem kinematischen Zusammenhang, legt sich z. B. die in Abb. 467 angegebenen Stellungen des Ablenkers fest und sucht das Gestänge, das die gegenseitige Stellung von Nadel und Ablenker bestimmt, durch Schränkung der Hebel so festzulegen, daß die Bedingung 1 erfüllt ist. Die Benützung des Momentanzentrums für die Bewegung der Verbindungsstange zwischen Regulier- und Ablenkerhebel (s. P' und P in Abb. 467) ist auch hier von Vorteil. In der Regel ist es mit Rücksicht auf die Konstruktion des Regulators am günstigsten, wenn gleichen Winkelbewegungen des Regulierhebels auch eine gleiche Veränderung der Wassermenge entspricht, mit anderen Worten, wenn die Wassermenge eine lineare Funktion des Weges am Regulierhebelzapfen ist. Wie dies zu erreichen ist, wurde schon im § 93 besprochen.

Zur Erfüllung der Bedingung 2 muß der Ablenker vom Regulator unabhängig von der Nadel vollständig eingeschwenkt werden können, während, wegen Bedingung 5, bei einer Öffnungsbewegung Nadel und Ablenker zu kuppeln sind. Dies wird am besten verwirklicht, indem man vom Regulator aus nur den Ablenker antreibt und die Nadel mit dem letzteren durch einen Anschlag kuppelt, der sie wohl beim Öffnen mitnimmt, beim Schließen aber freigibt.

Damit die Nadel, wenn die Turbine rasch entlastet wird, nach Bedingung 3 eine langsame Schlußbewegung vollziehe, wird sie mit einer Ölbremse verbunden, die die Bewegung der Nadel entsprechend hemmt. Grundsätzlich besteht die Ölbremse aus einem Zylinder mit Kolben, von denen ein Element (welches ist gleichgültig) mit der Nadel in Verbindung steht, während das andere fest ist. Eine kleine Umleitung mit regelbarer Drosselöffnung gestattet dem Öl, unter dem Einfluß der auf den Kolben ausgeübten Kraft der Nadel, langsam von einer Seite des Kolbens auf die andere zu strömen, so daß der Kolben selbst eine langsame Bewegung ausführen kann. Die Nadel muß dabei die Tendenz haben, sich in der Schließrichtung zu bewegen, sei es unmittelbar durch die Druckwirkung des Wassers (s. § 92), sei es durch die dort ebenfalls besprochenen Gegenfedern.

Die Geschwindigkeit der Ölbremse ist proportional der auf den Kolben ausgeübten Kraft. Man kann also unter Beachtung und Anwendung der schon mehrfach besprochenen Schränkungen im Hebelwerk leicht erreichen, daß die Forderung nach linearem Schließen ausreichend genau erfüllt wird.

Unerläßliche Bedingung für richtiges Funktionieren der Ölbremse ist, daß diese stets vollkommen von Öl und nicht etwa von Luft oder von einem Gemisch aus Luft und Öl gefüllt sei. Die Anordnung mit senkrechter Achse und Bewegungsrichtung derart, daß der Kolben bei der Schließbewegung der Nadel niedergeht und das Öl unter ihm unter einen Druck größer als der der Atmosphäre setzt, ist von diesem Gesichtspunkt aus als die zuverlässigste anzusehen. Der Kolben der Ölbremse ist überdies so zu bauen, daß sich allfällige Luftblasen möglichst rasch entfernen. (Öffnung am höchsten Punkt des Kolbens.)

Die Ölbremse wirkt um so genauer, je mehr nur reine Flüssigkeits-

reibung vorhanden ist. Stopfbüchsen u. dgl. wirken nachteilig. Der Kolben wird daher am besten nur eingeschliffen.

Der Bedingung 4 kann im einfachsten Fall schon durch entsprechende Verbindung zwischen Ablenker und Regulator entsprochen werden. Es muß nur zwischen den Stellungen von Regulator und Ablenker ein solcher Zusammenhang bestehen, daß die Bedingung 1 erfüllt ist. Allerdings kann der Ablenker dann im äußersten Fall nur bis zur Strahlachse einschneiden, die Anordnung nach Abb. 460 wäre demnach schon ausgeschlossen und auch bei der nach Abb. 459 wird der Strahl unvollkommen abgelenkt, wenn nicht der Ablenker im Schnitt nach der vorerwähnten Abbildung sehr stark gebogen ist. Die angegebene Lösung ist also nicht ideal und man wird versuchen, durch entsprechende Veränderung des Gestänges eine vollkommenere zu finden. Genauere Angaben hierüber sind dem untenstehenden Beispiel zu entnehmen.

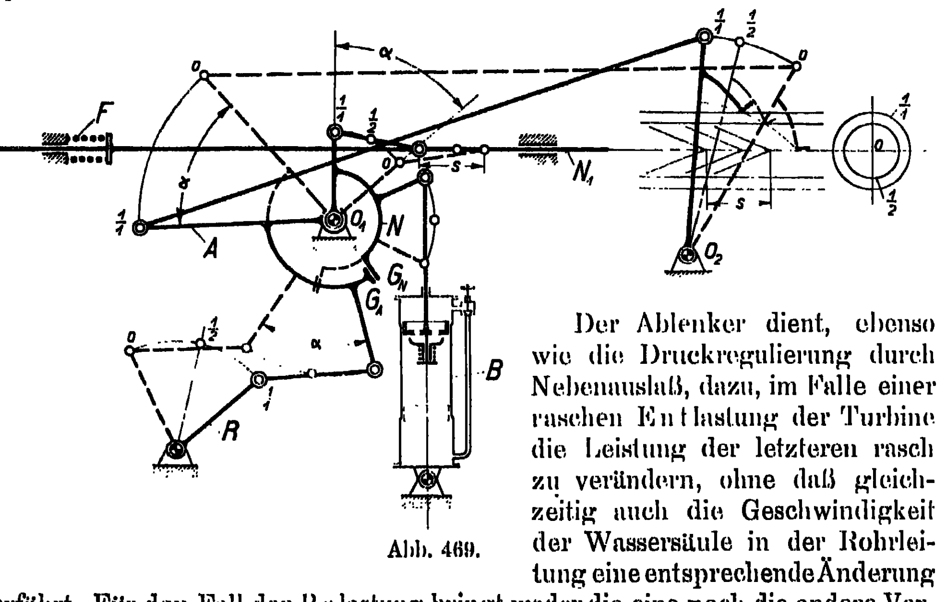


Abb. 469.

Der Ablenker dient, ebenso wie die Druckregulierung durch Nebenauslaß, dazu, im Falle einer raschen Entlastung der Turbine die Leistung der letzteren rasch zu verändern, ohne daß gleichzeitig auch die Geschwindigkeit der Wassersäule in der Rohrleitung eine entsprechende Änderung erfährt. Für den Fall der Belastung bringt weder die eine noch die andere Vorrichtung Nutzen. Die Anpassung an eine größere Belastung kann eben nur durch Zurückziehen der Nadel erreicht werden. Die Nadelbewegung muß daher in der Raschheit erfolgen, die für die Belastungserhöhung gefordert werden kann. Würde die Nadel immer noch mit der gleich eingestellten Ölbremse in Verbindung stehen, so würde auch die Belastung ähnlich langsam vor sich gehen, wie die Verminderung der Wassermenge. Da dies unzulässig ist, muß die Kraftwirkung der Ölbremse bei diesem Bewegungssinn geändert werden. Dies geschieht am einfachsten durch ein Rückschlagventil im Kolben oder in der Umlaufleitung. Dessen Durchgangsöffnung muß bei Bewegung im Sinne einer Belastung so groß sein, daß keine wesentliche Bremskraft am Kolben entsteht. Bei der Schließbewegung schließt auch das Rückschlagventil ab und die Regelung der Kolbenkraft und der Kolbengeschwindigkeit geschieht lediglich durch den Umlauf und das Drosselventil. Beispiel einer konstruktiven Ausführung (nach Tosi) s. Taf. 41.

Die Anwendung der angeführten Grundsätze sei nun an Hand einiger Beispiele erläutert, die in gewissem Sinn zugleich die einzelnen Entwicklungsstufen dieser Doppelregulierungen darstellen.

I. Im Schema Abb. 469 sei R die vom Regulator angetriebene Regulierwelle, deren Bewegung, wie schon erwähnt, am besten so verwertet wird, daß gleichen Winkeländerungen auch gleiche verhältnismäßige Belastungsänderungen, also auch verhältnismäßig gleiche Änderungen der Wassermenge entsprechen; jedenfalls soll die letztgenannte Änderung gegen den Schluß der Nadel nicht zunehmen. Zur Erfüllung dieser Bedingung ist, wie im § 93 besprochen, mindestens eine Schränkung der Hebel notwendig. Sie sei hier in den Nadelantrieb verlegt, doch kann dazu auch ganz oder teilweise die Kuppelung zwischen Regulatorwelle und Nadel- bzw. Ablenkerantrieb verwendet werden. Der Doppelhebel A sei lose drehbar um die Achse O_1 des Hebels N, der die Nadel antreibt. Der Endpunkt des Hebels A treibt den Ablenker an. Hebel A und N sind nunmehr durch Anschläge G_A und G_N derart gekuppelt, daß der Ablenkerhebel die Nadel beim Öffnen mitnimmt, während sich bei einer Schließbewegung die Anschläge G_A und G_N trennen können, so daß die Nadel nur noch unter dem Einfluß der eigenen Kraft, derjenigen der Gegenfeder F und der Ölbremse B steht. Jeder Stellung des Regulators entspricht dann eine bestimmte Stellung des Ablenkers und, sofern G_A auf G_N anschlägt, auch der Nadel. Die Regulierung nach diesem Schema gestattet nur ein Einschwenken des Ablenkers bis zur Nadelachse, es sei denn, daß für den ganzen Hub der Nadel von »Auf« bis »Zu« nicht der ganze Hub des Regulators ausgenützt wird, wohl aber für die Bewegung des Ablenkers.

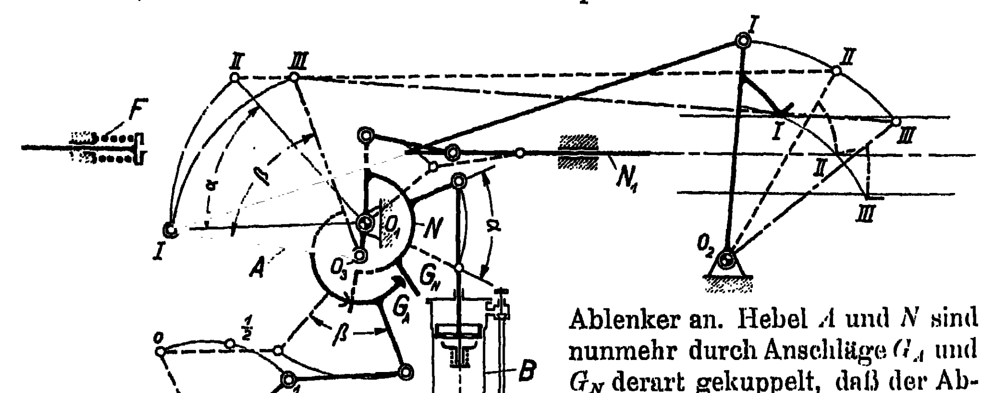


Abb. 470.

II. Eine kleine Abänderung des Schemas I bringt sofort eine Verbesserung mit sich. Man braucht nur den Drehpunkt des Hebels A nicht auf der Achse des Nadelhebels N zu wählen, sondern auf diesem so verschoben, daß der Antriebshebelarm von A kleiner wird als im Schema I, Abb. 469. In Abb. 470 ist diese Änderung durchgeführt und zwar derart, daß bei rascher, vollständiger Entlastung der Turbine der Ablenker, um O_3 schwingend, gerade den ganzen Strahl durchschneidet. Wenn der Abschluß sehr langsam erfolgt, Nadel und Ablenker also zusammen gehen, so dreht sich das ganze System nach wie vor um O_1 (Achse des Hebels N); die Bestimmung des kinematischen Zusammenhanges

der Hebel R, A und N vollzieht sich demnach gleich wie bei I. Bei raschem Schluß macht der Regulator in der ihm zukommenden Schlußzeit den ganzen Hub, während gleichzeitig der Ablenker den ganzen Strahl durchschneidet. Er geht nachher nur so weit zurück, als notwendig ist, um die Drehzahl der unbelasteten Turbine aufrecht zu erhalten. Die Nadel folgt langsam nach und verschiebt dabei den neuen Drehpunkt O_3 des Hebels A derart, daß bei feststehendem Hebel R der Ablenker sich wieder bis etwas über die Strahlachse zurückzieht.

III. Noch einen Schritt weiter in der Entwicklung ist Riva gegangen. Bei ihren Regulierungen (Abb. 471). ist der Drehpunkt O_3 des Hebels A noch

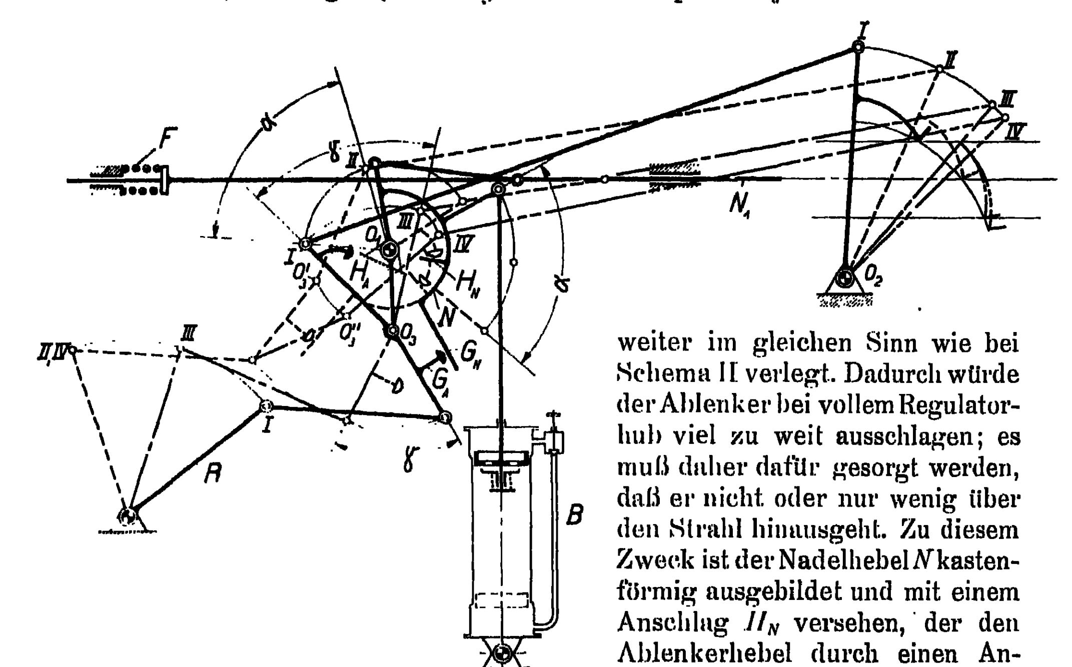


Abb. 471.

weiter im gleichen Sinn wie bei Schema II verlegt. Dadurch würde der Ablenker bei vollem Regulatorhub viel zu weit ausschlagen; es muß daher dafür gesorgt werden, daß er nicht oder nur wenig über den Strahl hinausgeht. Zu diesem Zweck ist der Nadelhebel N kastenförmig ausgebildet und mit einem Anschlag H_N versehen, der den Ablenkerhebel durch einen Anschlag H_A in der richtigen Stellung am Weitergehen verhindert. Damit ist erreicht, daß nur ein Bruchteil des ganzen Regulatorhubes nötig ist, bis der Ablenker in seine Endstellung gelangt, die Zeitspanne bis zur vollen Ablenkung des Strahles beträgt nur mehr einen Bruchteil der Schlußzeit des Regulators.

Vom Moment des Anschlagens des Ablenkerhebels am Kastenhebel an wirkt der Regulator mit seiner ganzen Kraft auch auf den Nadelhebel N ein, so daß die Ölbremse nicht nur der Schlußkraft der Nadel, sondern auch der Kraft des Regulators zu widerstehen hat. Regulator und Ölbremse werden dadurch allerdings etwas größer, als nach Schema II, dafür erreicht man aber den Vorteil sehr rascher Ablenkung und den weiteren, daß die resultierende Kraft von Nadel und Gegenfeder, besonders in der ganz offenen Stellung kleiner werden kann und überdies die Bewegung der Nadel weit weniger von der Reibung in den Nadelführungen, Stopfbüchsen usw. abhängt, als wenn diese Bewegungen sich lediglich unter dem Einfluß der Nadel- und

Federkräfte, der Ölbremse und der im Verhältnis dazu oft recht beträchtlichen sonstigen Reibungskräfte vollzöge. Die Präzision der Regulierung wird beim Übergang von Schema II zu Schema III entschieden gehoben.

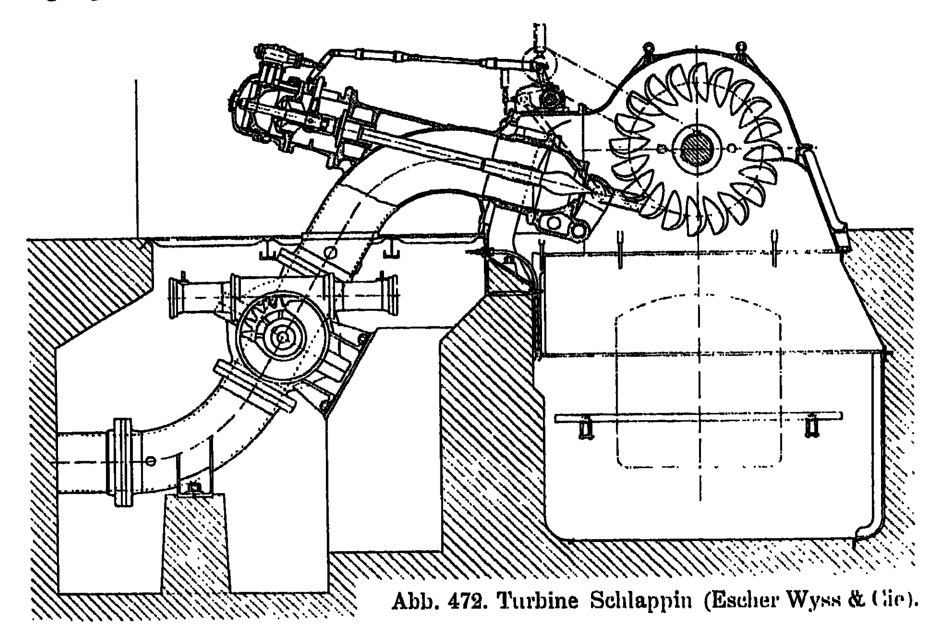


Abb. 472. Turbine Schlappin (Escher Wyss & Cie).

Eine Ausführung der Regulierung nach Schema III findet sich bei den Turbinen Taf. 45, Abb. 7 und 8, Taf. 46, Abb. 1—3 und bei der Darstellung des Antriebes von Nadelhebel und Ablenker Taf. 45, Abb. 1—6. Die Firma Riva benützt diese Bauart für Turbinen kleinster bis größter Leistung.

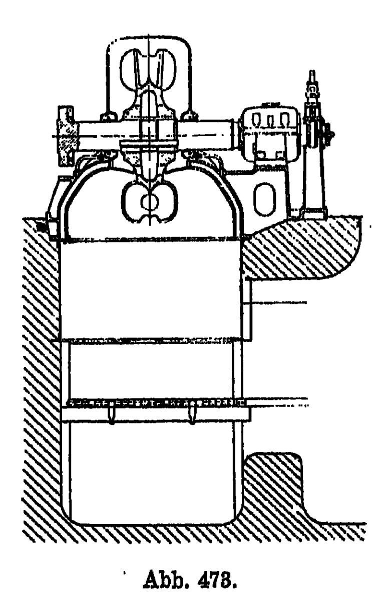


Abb. 473.

IV. Die Kuppelung zwischen Ablenker- und Nadelbewegung läßt sich außer durch die bisher betrachteten Arten auch dadurch verwirklichen, daß man zwar jedes der beiden Elemente getrennt antreibt, für jedes einen eigenen hydraulischen Servomotor vorsieht, jedoch die Kuppelung in der Verbindung der Rückführungen und der Steuerventile vollzieht. Da die Regulatoren in Band III behandelt werden sollen, möge an dieser Stelle der Hinweis auf diese sogenannten Doppelregulatoren genügen.

V. Gewissermaßen eine Zwischenstufe zwischen dem vollständigen Doppelregulator und dem Antrieb durch einfachen Regulator mit direkter Kuppelung der Hebel von Ablenker und Nadel nach Schema I, II oder III lassen die Abb. 472—474 erkennen. Der Ablenker wird durch einen einfachen Regulator angetrieben; die Nadel besitzt an Stelle der Ölbremse einen Servo-

motor, der vom Drucköl des Regulators gespeist wird. Das Steuerventil ist so eingerichtet, daß der Umlauf des Öles bei der Öffnungsbewegung sich ohne besondere Drosselung vollzieht, die Öffnungszeit der Nadel also genügend kurz wird, während bei der Schlußbewegung der Steuerkolben nur kleine Öffnungen freigibt und der Servomotor daher ganz analog wirkt, wie die Ölbremse. Der Regulator wird billiger als der mit 2 Servomotoren, das Gestänge zur Kuppelung zwischen Ablenker und Nadel leicht.

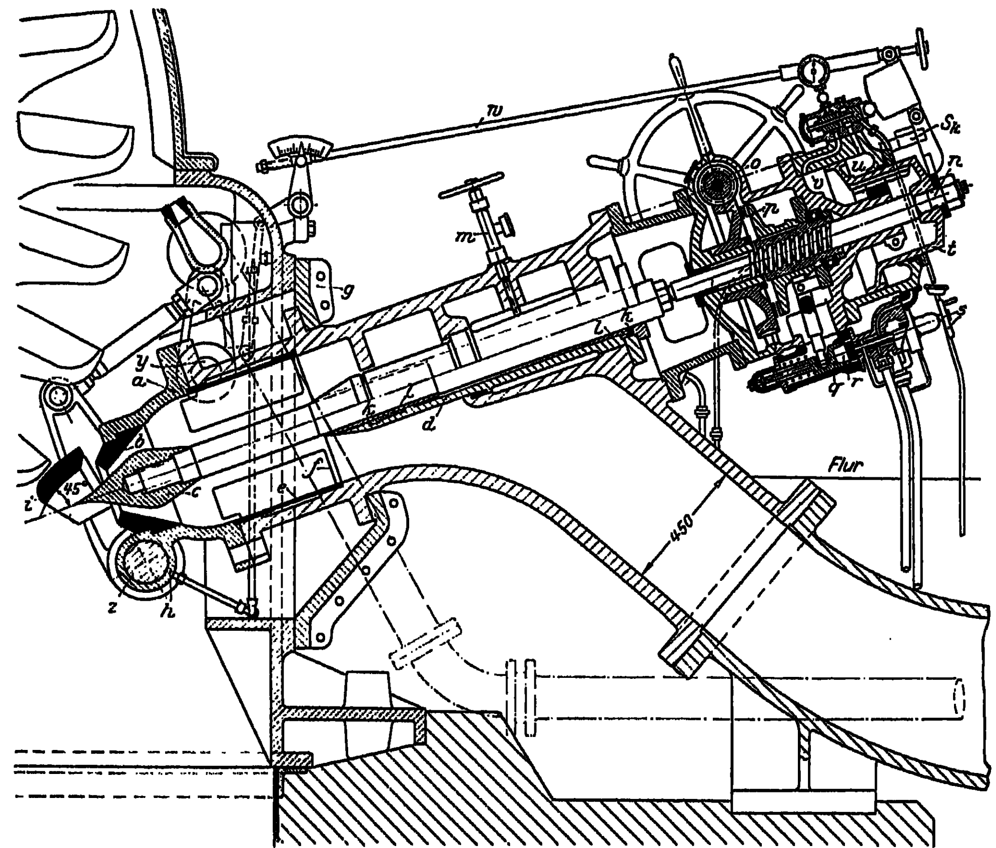


Abb. 474. Einlauf der Turbine des Ritomwerkes (Ateliers des Charmilles). *a*, *b*, *c* Düse und Nadel, *e*, *f* Rippenstern, *i* Ablenker, *y* Antriebswelle, *t* Differentialkolben auf der Nadelstange *n*, *u* Raum unter konstantem, *v* unter veränderlichem Druck, *o* Schnecke der Handregulierung, *p* Kuppelscheibe, *q*, *r*, *s* Steuerventil zur Kupplung.

VI. Einen etwas anderen Weg als die bisher beschriebenen hat die Firma Franco Tosi in Legnano und Mailand beschritten. Abb. 475 und 476 zeigen das dazugehörige Schema.

Am Ende der Nadelstange sitzt ein Kolben mit Öffnungen, die normalerweise durch ein Rückschlagventil geschlossen sind. In den rückwärtigen Teil des den Kolben umschließenden Zylinders pumpt eine Ölpumpe *P* ständig Öl und zwar, da sie von der Turbine direkt angetrieben wird, in konstanter Menge, solange die Turbine mit gleicher Drehzahl läuft. Das Rückschlagventil würde sich nun unter dem Druck des Öles und der eigenen Belastungs-

feder schließen, Kolben und Nadel würden sich entsprechend der eingepumpten Ölmenge mit konstanter Geschwindigkeit fortbewegen, wenn nicht das Ventil in der, dem Beharrungszustand entsprechenden Stellung zum Öffnen gebracht würde. Dieses Öffnen des Ventiles wird durch einen Hebel L mit Anschlagstange B besorgt. Der Hebel betätigt mit seinem zweiten Arm unmittelbar den Ablenker, so daß jeder Stellung des Regulators und des Ablenkers auch eine bestimmte Stellung des Anschlages B entspricht. Wird die Nadel durch den Öldruck mit geschlossenem Ventil in der Richtung auf Schließen bewegt, so stößt der Ventilteller V in einer bestimmten Lage auf den Anschlag B, das Ventil wird angehoben; nach kurzem Weg trifft der Anschlag der Nadelstange E auf das Ende des Hebels L und die Nadel kann angesichts der nunmehr freien Durchtrittsöffnungen im Kolben in dieser Stellung gehalten werden, ohne daß das Öl unter zu großen Druck kommt und eine wesentliche Kraft auf die Nadel ausübt. Tritt eine weitere Entlastung der Turbine ein, so dreht sich die Regulierwelle R entgegengesetzt dem Uhrzeiger, gibt Nadel und Ventil wieder frei, worauf die Nadel sich so langsam in Bewegung setzt, als es der zugepumpten Ölmenge entspricht. Da bei einer Öffnungsbewegung vom Hebel L zuerst das Ventil angehoben wird und die Durchgangsöffnungen frei gemacht werden, ist auch ein Zurückschieben der Nadel durch den Hebel L ohne wesentlichen Kraftaufwand möglich.

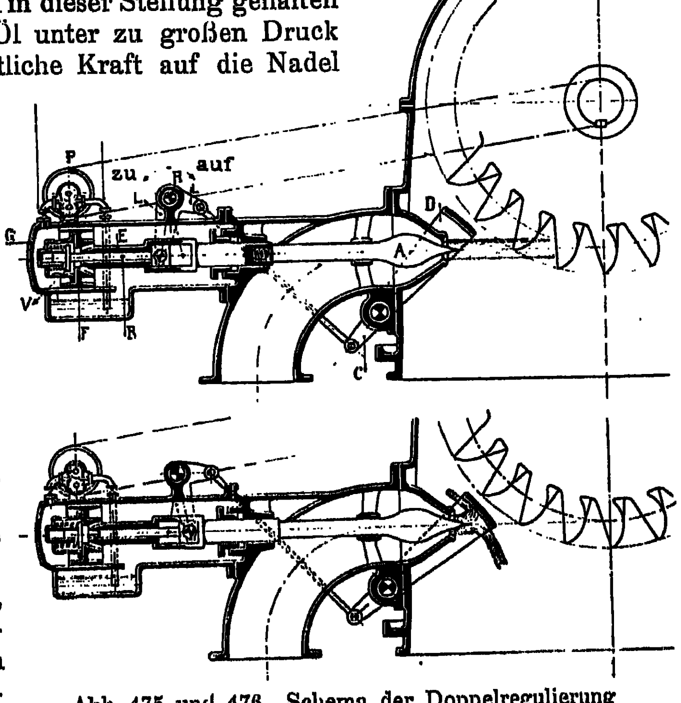


Abb. 475 und 476. Schema der Doppelregulierung nach Franco Tosi.

Die Geschwindigkeit der Nadel hängt nur von der zugepumpten Ölmenge ab, nicht aber von der Beschaffenheit des Öles (Temperatur, Viskosität); die Nadelgeschwindigkeit ist also bei einer bestimmten Drehzahl der Pumpe in sehr engen Grenzen fixiert. Eine gewisse Einstellung kann immerhin durch mehr oder weniger starke Drosselung des Öles (Veränderung des volumetrischen Wirkungsgrades) noch erreicht werden.

Abb. 475 zeigt das Schema bei ruhendem Regulator oder bei einer Öffnungsbewegung, Abb. 476 dasselbe während der Schließbewegung und schon abgelenktem Strahl.

Die Abb. 1—3, Taf. 40 zeigen einen solchen Antrieb für eine Peltonturbine für hohes Gefälle, Taf. 41 stellen die Einzelheiten der Kuppelung von Nadel und Ablenker für eine zweidüsige Turbine hoher Leistung dar. Wie aus den genannten Abbildungen zu entnehmen, weicht die Ausführung vom Schema Abb. 475 nnd 476 insofern ab, als der Antriebskolben der Nadel nicht unmittelbar auf der Nadelstange sitzt, sondern diese erst durch Hebel antreibt, was den Vorteil besitzt, den Zylinder mit vertikaler Achse anordnen zu können (leichtere Beseitigung von Luftblasen) und den weiteren, durch Schränkung der Hebel an irgendeiner Stelle die Geschwindigkeit der Nadel derart veränderlich gestalten zu können, daß bei konstanter Kolbengeschwindigkeit nicht die Geschwindigkeit der Nadel, wohl aber die Veränderung der Wassermenge im Verhältnis zur Verstellung der Regulierwelle angenähert konstant bleibt. In Abb. 1, Taf. 41 ist der Hebel rechts mit dem Ablenker und der Regulierwelle, derjenige links mit der Nadel in Verbindung. Die Abbildungen auf der genannten Tafel zeigen auch die Konstruktion der Handregulierung. Abb. 477 stellt eine Regulierung Tosi in photographischer Wiedergabe dar.

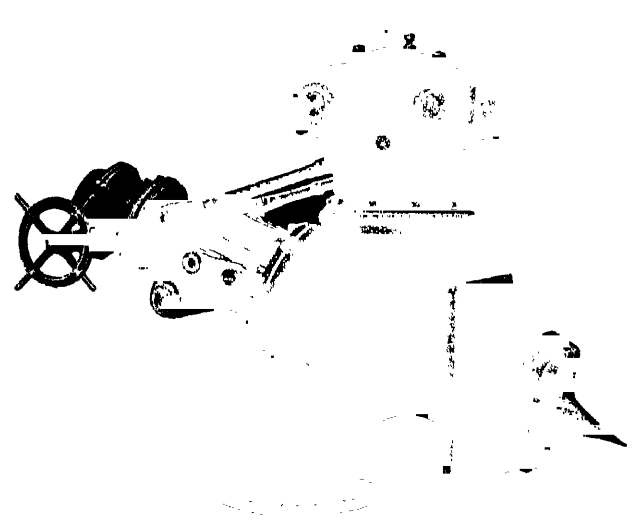


Abb. 477. Regulierung Tosi.

Im Vorstehenden wurden einige der typischen Lösungen des Problemes der Kuppelung zwischen Ablenker und Nadel gezeigt; doch sind dies natürlich nicht die einzigen Möglichkeiten. Maßgebend für andere Lösungen ist nur, daß die am Anfang dieses Paragraphen aufgestellten Grundsätze 1—6 eingehalten werden. Die Wege zu diesem Ziel können auch andere als die angeführten sein.

§ 98. Die Bremsvorrichtung.

Wie bei den Francisturbinen großer Leistung, macht sich auch bei den Peltonturbinen das Bedürfnis geltend, die zumeist großen Massen künstlich zu verzögern, wenn die Turbine stillgesetzt werden soll; denn auch hier ist die Lagerreibung im Verhältnis zur kinetischen Energie der Massen so klein, daß oft eine Stunde und mehr verstreicht, bis die Massenenergie durch die Widerstände vollständig aufgezehrt ist und die Turbine still steht.

Zum raschen Stillsetzen werden hier fast ausschließlich sogenannte Bremsdüsen verwendet, die einen Strahl gegen den Rücken der Schaufeln senden und so am Turbinenrad selbst ein Drehmoment, entgegengesetzt demjenigen im normalen Betrieb erzeugen. In der Regel genügt es, die Turbine

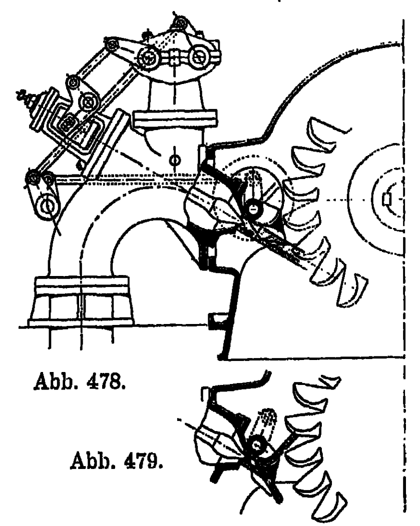


Abb. 478.

Abb. 479.

innerhalb einiger Minuten abzubremsen und hiezu die Bremsdüse für etwa 2—5% der vollen Wassermenge der Turbine zu bemessen. Die Bremsdüse muß natürlich wieder geschlossen werden, sobald der Satz zum Stillstand gekommen ist. Sie bildet also ein Ergänzungselement von genau gleicher Wirkungsart wie bei der Francisturbine die durchschwenkbaren Leitschaufeln.

Ausführung und Anwendung von Bremsdüsen s. Taf. 39—46.

Tosi hat zur Erreichung des gleichen Zweckes einen Weg beschritten, auf den übrigens der Verfasser schon vor Jahren hingewiesen hatte. Der Ablenker wird so geformt, daß, wie aus den Abb. 478 und 479 ersichtlich, er selbst beim Einschneiden in den Strahl einen Teil des letzteren gegen den Rücken der Schaufeln lenkt.

Gehäuse, Wellen, Lager und Stopfbüchsen der Peltonturbine.

§ 99. Das Gehäuse.

Zum Unterschied von den Gehäusen der Francisturbine hat dieses Element hier nur die Aufgabe, das aus dem Rad austretende Wasser so zum Unterwasser abzuführen, daß nichts mehr davon auf das Rad zurückfällt, weil es dort bremsend, daher ungünstig wirken würde. Weiterhin hat das Gehäuse das Mauerwerk vor Beschädigung zu schützen.

Die Form hängt ganz davon ab, ob es sich um eine Turbine mit horizontaler oder um eine solche mit vertikaler Welle handelt.

a) Das Gehäuse bei horizontaler Welle.

(Siehe Abb. 472, 473 und 480—482, ferner die Tafelabbildungen.)

Das Gehäuse wird hier in der Regel zweiteilig ausgeführt, so daß die Welle nach Entfernung des Oberteils leicht aus den Lagern gehoben werden kann. Das Unterteil sitzt auf dem Fundament mit einer Leiste auf, die mit Rücksicht auf das sich an den kalten Wänden oft bildende Kondenswasser in der Regel als umlaufende Rinne ausgebildet wird. Damit jeder Wasseraustritt zwischen Unterteil und Fundament mit Sicherheit vermieden wird, sollte das Gehäuse etwa 200 bis 400 mm bis unter Fundamentoberkante führen. Die Anzahl der Stein- oder Ankerschrauben kann gering sein.

In der Regel werden auch die Grundplatten der Lager mit dem Gehäuseunterteil aus einem Stück gegossen, bei kleinen Einheiten sogar die Lager-Unterteile selbst.

Das Gehäuse trägt überdies die Flanschen für den Anschluß des Einlaufes und unter Umständen für die Lagerung der Ablenkerwelle. Bei der Gestaltung ist besonders darauf zu achten, daß der Einlauf als Ganzes montiert und demontiert werden kann (s. Taf. 44, Abb. 5).

Das Oberteil trägt gewöhnlich zwei Ringe für das Kranseil (s. z. B. Abb. 472, 480, sowie die Tafelabbildungen).

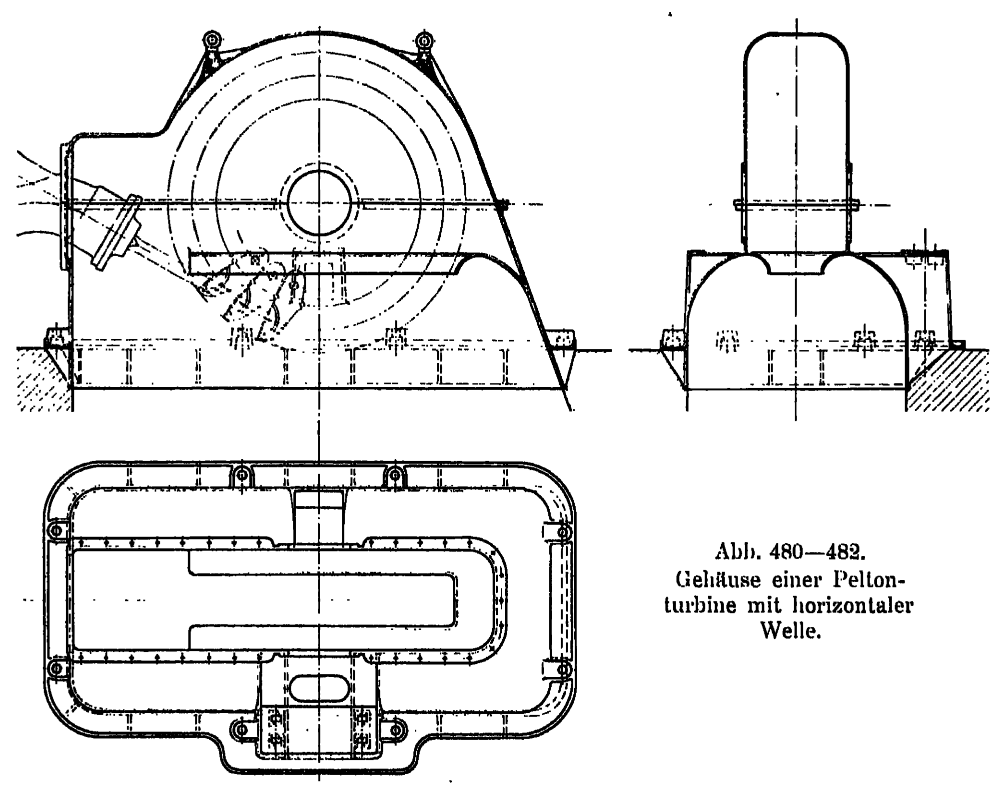


Abb. 480—482. Gehäuse einer Peltonturbine mit horizontaler Welle.

Form und Größe des Gehäuses sind wesentlich durch die notwendigen Mindestabmessungen für eine gute Abführung des Wassers bestimmt. In der Zone des Austrittes aus dem Rad, also in der Hauptsache im Unterteil, sollte die lichte Breite mit 12 bis $18 \cdot d_0$ bemessen werden, während das Gehäuse im übrigen Teil bis auf eine Lichtweite von etwa $8 \div 5 \cdot d_0$ und weniger (s. z. B. Taf. 42) zusammengezogen werden kann.

Wie schon festgestellt, treten die Wasserteilchen nicht in einer Richtung, sondern in der Form eines breiten Besens aus dem Rad aus. Zufolge des mit dem Rad umlaufenden Luftringes werden überdies viele Tropfen mitgerissen oder wenigstens nach oben zu abgelenkt. Um dies nach Möglichkeit zu verhindern, werden in der Regel sowohl seitlich, wie auch an der dem Einlauf gegenüberliegenden Front des Gehäuses Ablenkflächen vorgesehen, die das umherspritzende Wasser auffangen, und endgültig nach unten ablenken (s. Abb. 480—482, sowie Taf. 42 und 43). Die Ablenkflächen sollten bis möglichst nahe an das Rad herangeführt und so geformt werden, daß sie das auftreffende Wasser mit Sicherheit vom Rad fernhalten (s. Abb. 480).

Das sich doch noch oberhalb der Ablenkflächen ansammelnde Wasser soll Gelegenheit haben, längs der Gehäusewand durch besondere Öffnungen zwischen dieser und dem Ablenkteil abzufließen.

Da wo der vom Ablenker umgebogene Strahl auf Mauerwerk auftreffen kann, ist dieses durch eine Panzerung aus Guß oder Stahl zu schützen (s. Taf. 39, Abb. 4—6, Taf. 40, Abb. 1—3, Taf. 44, Abb. 1—2 und Taf. 46, Abb. 1—3). Bei hohen Gefällen empfiehlt es sich, die Panzerung im ganzen Schacht unterhalb des Gehäuses anzubringen.

Sehr häufig wird bei großen Turbinen unterhalb des Rades ein durch eine Türe von außen zugänglicher Rechen angeordnet, von dem aus das Rad und die Nadeldüse ohne weitere Demontierarbeit nachgesehen werden können (s. Abb. 472 und 473).

b) Das Gehäuse bei vertikaler Welle.

Die Grundsätze der Gestaltung sind die gleichen wie bei horizontaler Welle. Das Gehäuse hat das aus dem Rad austretende Wasser abzuführen, ohne daß wesentliche Teile wieder auf das Rad zurückfallen. Zu diesem Zweck muß vor allem der Mantel des Gehäuses weit genug sein und die Decke ausreichend hoch geführt werden. Der Zwischenraum zwischen Rad und Wand sollte nicht weniger als 8 bis $10 \cdot d_0$ betragen. Die Höhe der Decke über dem oberen Schaufelrand mindestens 4 bis $5 \cdot d_0$. Ausführungsformen zeigen Taf. 47, Abb. 4 und 5, ferner Taf. 48 und 49.

§ 100. Wellen, Lager und Stopfbüchsen.

Die Wellen werden analog gerechnet und geformt, wie die der Überdruckturbinen. Zum Unterschied von den letzteren tritt jedoch bei der Peltonturbine bei einem Strahl, wie auch bei mehreren, jedoch nicht achsensymmetrisch angeordneten Strahlen, in der Hauptsache also bei der Peltonturbine mit horizontaler Welle, eine einseitige Strahlkraft auf, die, zusammen mit dem Gewicht von Welle und Rad, die Welle auf Biegung beansprucht. Der Mittelwert der Kraft eines Strahles ist, wie in § 85 festgestellt, gleich

$$P_t = 4\gamma H \frac{\pi}{4} d_0^2 (c_0 - u_1)^2 \tag{154}$$

oder auch

$$P_t = 2 \cdot 716 \frac{N_I}{n D_1},$$

wo N_I die Leistung eines Strahles in PS ist. Sie kann nun mit dem Gewicht des Rades und, bei zweidüsigen Turbinen, auch mit der Tangentialkraft des zweiten Strahles zusammengesetzt werden, um das Biegungsmoment, die Biegungsbeanspruchung und, mit Berücksichtigung des Drehmomentes, die zusammengesetzte Beanspruchung zu bestimmen. Diese sollte mit Rücksicht auf das Anwachsen der Strahlkräfte bei kleiner Radgeschwindigkeit (festgebremstes Rad oder zu schroffes Öffnen der Düsen bei stillstehender Turbine), sowie mit Rücksicht auf die Änderung der Strahlkraft mit der Schaufelstellung und daher auf die Gefahr von Schwingungen und Erschütterungen nicht größer gewählt werden, als 300—400 kg/cm². Die eben angeführten Punkte bilden auch den Grund dafür, daß bei horizontaler Welle das Peltonrad in der Regel

nicht fliegend angeordnet wird, sondern daß die Turbine bei kleinen Einheiten zwei, bei großen ein Lager erhält; im letzteren Fall wird das zweite Wellenende starr mit der Welle der angetriebenen Maschine (Generator) verbunden.

Die Konstruktion der Lager ist die gleiche wie bei den Überdruckturbinen, immerhin mit dem einen Unterschied, daß man die Traglager statt auf Drehflächen auf normale ebene Grundplatten aufsetzen kann, weil ja Welle und Rad, dank der Zweiteiligkeit des Gehäuses, hier abgehoben werden können.

Axialkräfte durch das Wasser können nur auftreten, wenn der Strahl unsymmetrisch auf die Schaufelschneide auftrifft oder nicht nach beiden Seiten gleich abgelenkt wird. Diese mehr zufälligen Kräfte bleiben immer so klein, daß sie durch normale Wellenbunde in einem der Lager, gewöhnlich in dem vom Generator abgewandten, aufgenommen werden können.

Allfällig notwendig werdende Kühlschlangen für das Öl können an der Innenseite des Gehäuses entwickelt oder im Unterwasser angebracht werden.

Die Lager bei vertikaler Welle sind ebenfalls gleich wie bei den Überdruckturbinen. Wie bei diesen ist das untere Halslager möglichst nahe an das Rad heranzubringen.

Da im Gehäuse weder Über- noch Unterdruck herrscht, läßt sich die Abdichtung der Welle durch einfache Spritzringe nach Abb. 312 erreichen.

Bauarten der Peltonturbine.

Wie bei der Francisturbine hat auch hier der Wert der spezifischen Drehzahl einen bestimmenden Einfluß auf Form und Bauart der Turbine; es ist daher kurz nochmals auf diesen Begriff zurückzukommen und dessen Einfluß zu besprechen.

§ 101. Die spezifische Drehzahl der Peltonturbine.

Schon aus den Untersuchungen über Form und Konstruktion des Laufrades ging hervor, daß es günstig ist, wenn das Verhältnis der Strahlstärke d_0 zum Grundkreisdurchmesser D_1 etwa $^1/_{10}$—$^1/_{20}$ beträgt, was nach der Gleichung

$$n_s = 576\, u_1 \frac{d_0}{D_1} \sqrt{c_0 \eta}$$

spezifischen Drehzahlen von rund 24—11 entspricht. Es ist nun zu untersuchen, ob es eine untere und obere Grenze für die spezifische Drehzahl gibt und wo diese Grenzen liegen.

Nach der obigen Gleichung sinkt die spezifische Drehzahl proportional mit dem Strahlverhältnis; denn weder u_1, noch c_0, noch der Wirkungsgrad η können stark geändert werden. Aus der Konstruktion der Laufradschaufel geht schon hervor, daß die Form der letzteren, besonders im Ausschnitt, um so günstiger wird, daß sich die Schaufel gegenüber dem Strahl um so weniger verdreht, ferner daß deren Befestigung um so leichter ist, je kleiner der

Strahl im Verhältnis zum Laufraddurchmesser, je kleiner also die spezifische Drehzahl wird. Diese Überlegung würde also auf ein stetiges, wenn auch nach und nach immer weniger ausgesprochenes Anwachsen des Wirkungsgrades gegen die kleinen spezifischen Drehzahlen hindeuten. Tatsächlich ist es nur dem Einfluß der Luftreibung und dem bei großen Rädern etwas größeren Abstand zwischen Düse und Strahleintritt ins Rad zuzuschreiben, wenn dieser Verlauf insofern etwas geändert wird, als in Wirklichkeit etwa bei den spezifischen Drehzahlen 10—15 ein Maximum der sehr flach verlaufenden Kurve der Maximalwirkungsgrade besteht. Der Abfall gegen die kleinen spezifischen Drehzahlen ist so gering, daß praktisch kaum eine untere Grenze für die spezifische Drehzahl besteht.

Bei wachsender spezifischer Drehzahl muß nach der oben genannten Gleichung das Verhältnis $\frac{d_0}{D_1}$ immer größer und größer werden. Wir denken uns dies nach Abb. 483 dadurch verwirklicht, daß wir den Strahl und damit auch so ziemlich Größe und Form der Schaufel beibehalten und nur den Wellenabstand, d. h. den Grundkreisdurchmesser D_1 ändern. Dabei zeigt sich, daß es bei spezifischen Drehzahlen für einen Strahl größer als 20—22 nicht mehr möglich ist, die Schaufeln einzeln zu befestigen. Man wird bei höherem n_s zunächst noch versuchen, deren 2—3 in einem Stück zu gießen und sie gruppenweise mit der Radscheibe zu verbinden. Von einem n_s von etwa 25 ab ist auch dies in der Regel nicht mehr möglich und man muß dazu übergehen, Radscheibe und Schaufeln aus einem Stück zu gießen, wobei die früher angegebenen Nachteile in gußtechnischer Richtung und hinsichtlich der Bearbeitung der Schaufelflächen nicht außer Acht zu lassen sind. Die obere Grenze der spezifischen Drehzahl einer einstrahligen Turbine findet sich bei etwa 33—35 entsprechend Strahlverhältnissen von 1:7 bis 1:6,5.

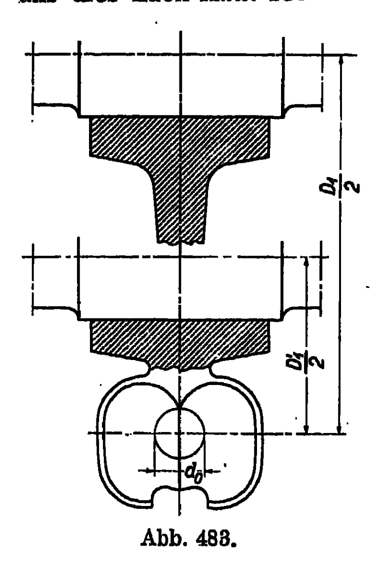


Abb. 483.

Werden höhere spezifische Drehzahlen verlangt, oder will man der früher angegebenen Nachteile wegen nicht gerade bis zur äußersten Grenze des Betrages für einen Strahl gehen, so wendet man zwei oder mehr Strahlen für eine Turbine an. Dabei ist nur zu beachten, daß sich die Strahlen nicht gegenseitig stören. Der eine Strahl muß schon vollständig, also auch mit seinen letzten Wassertropfen in die Schaufel eingetreten sein, bevor das erste Wasserteilchen des nachfolgenden Strahles auf die Schaufel auftrifft. Dies ergibt Winkelunterschiede zwischen den zwei Strahlrichtungen von 70—90°; 60° ist so ziemlich die unterste Grenze dieses Winkels. Hieraus ist ersichtlich, daß in der Regel nicht mehr als 4—5 Strahlen auf ein Rad kommen können. Bei horizontaler Welle läßt man der Abführung des Wassers wegen zumeist nur 2 Strahlen auf ein Rad arbeiten.

Die spezifische Drehzahl einer mehrstrahligen Turbine ergibt sich, wenn mit i die Anzahl der Strahlen, mit N_I und n_{sI} Leistung und spezifische Drehzahl,

bezogen auf einen Strahl, bezeichnet werden, zu

$$n_s = \frac{n}{H} \sqrt{\frac{i N_I}{\sqrt{H}}} = n_{s_I} \sqrt{i}.$$

Der Höchstwert der spezifischen Drehzahl für die ganze Turbine stellt sich daher bei 4 bis 5 Strahlen auf

$$n_{s_{max}} = 60(\div 75).$$

§ 102. Peltonturbinen mit horizontaler und vertikaler Welle.

Die Peltonturbinen wurden, weil bei ihnen das Wasser symmetrisch zur Radebene austritt, lange Zeit nur mit horizontaler Welle ausgeführt. Es schien zunächst kaum möglich, den bei vertikaler Welle nach oben ausströmenden Teil des Wassers einwandfrei so abzuführen, daß kein Tropfen mehr auf das Rad zurückfiel und so wieder eine bremsende Wirkung ausübte. Andererseits hat die horizontale Welle neben dem Vorteil größerer Übersichtlichkeit und leichter Demontierbarkeit der Turbine den Nachteil, daß die Maschine gewöhnlich ziemlich hoch über dem Unterwasserspiegel aufgestellt werden muß und daß nicht gut mehr als zwei Strahlen auf ein Rad arbeiten können. Die arbeitende Zone des Wassers im Rad kommt zufolge des erstgenannten Punktes so hoch zu liegen, daß der Abstand bis zum Unterwasser, das »Freihängen«, das ja einen Gefällsverlust bedeutet, bei kleinen Gefällen oft verhältnismäßig groß wird.

Der zweitgenannte Punkt führt dazu, bei mehr als zwei Strahlen die mehrfache Turbine mit mehr als einem Laufrad ausführen zu müssen. Da die Strahlzahl in der Regel vier nicht übersteigt, finden sich zumeist auch nicht mehr als zwei Räder in einer Turbine. Eine Ausnahme hievon macht die Peltonturbine des Schwarzenbachwerkes[1] mit drei Rädern auf einer Welle.

Baut man diese Turbinen ohne Zwischenlager, so werden die Wellenstücke zwischen den Endlagern groß, ebenso die Biegungsbeanspruchungen und Durchbiegungen durch Strahlkräfte und Eigengewichte.

Um die genannten Nachteile auszuschalten, hat Escher Wyss & Cie. den schon vor Jahren mit den Turbinen für Necaxa und Biaschina gemachten Versuch, auch bei Peltonturbinen die Welle vertikal zu lagern, erneut aufgenommen. Die richtige Abführung des nach oben austretenden Wassers wird durch genügende Weite des Ablaufkessels (s. § 99) zwischen äußerstem Radpunkt und Kesselwand, ausreichender Höhe der Decke über der oberen Schaufelkante und entsprechende Form der Ablenkfläche gewährleistet. Ferner kann durch eine mäßige Erhöhung der Umfangsgeschwindigkeit des Rades gegenüber den normalen Werten erreicht werden, daß alle, oder wenigstens die meisten Wasserteilchen mit einer Geschwindigkeitskomponente c_{u_2} in der Drehrichtung austreten und so, in Richtung der Tangente, ohne weiteres aus dem Bereich des Laufrades gelangen. Taf. 47—49 zeigen die Ausführung einer solchen Turbine für das Elektrizitätswerk Palü, eine der Anlagen der Kraft-

[1] E. Treiber, Die Maschinenanlagen des Schwarzenbachwerkes, Wasserkraft 1924, Seite 1.

werke Brusio, die die Wasserkräfte vom Berninapaß bis gegen Tirano ausnützen. Die Vorteile dieser Anordnung liegen in der Möglichkeit, vier und mehr Strahlen auf ein Rad wirken zu lassen, die Strahlen gleichmäßig auf dem Umfang zu verteilen und so reine Drehmomente zu erhalten, endlich in der Möglichkeit, das Laufrad unabhängig vom Generator so nahe an den Unterwasserspiegel heranzubringen, daß die durch Freihängen noch verlorengehende Höhe nur einen kleinen Bruchteil des ganzen Gefälles ausmacht.

Die Doppelregulierung durch Nadeldüse und Ablenker ist natürlich auch bei vertikaler Welle anwendbar und wird grundsätzlich gleich angeordnet wie bei horizontaler Welle.

Bei beiden Typen werden in der Regel alle Nadeln und alle Ablenker je miteinander durch Hebel und Stangen so verbunden, daß gleichzeitige und gleichartige Bewegung aller Nadeln unter sich und aller Ablenker unter sich gewährleistet ist. Doch steht nichts im Wege, die Nadeln beispielsweise auch eine nach der anderen schließen zu lassen oder sie von Hand verschieden einzustellen, wenn man einen noch etwas besseren Verlauf der Gesamtwirkungsgradkurve in Funktion der Wassermenge zu erhalten wünscht.

§ 103. Das Saugrohr bei Freistrahlturbinen.

Um die Nachteile des hohen Freihängens zu vermindern, hat man, analog wie bei den Überdruckturbinen, auch hier versucht, ein Saugrohr anzuwenden. Man stellte sich vor, daß die Luft von dem herabfallenden Wasser mitgerissen und ein Unterdruck von solcher Größe in der Turbine entstehen werde, daß das Wasser, wenn auch nicht bis ganz zum Laufrad, so doch bis zu einer gewissen Höhe über das Unterwasser ansteige. Diese Erwartungen wurden insofern übertroffen, als das Saugrohr sich sehr rasch füllte und das Wasser bis in das Rad hinaufstieg; allein dadurch wurde dieses stark abgebremst, und man war, um einen gewissen Freihang des Laufrades zu gewährleisten, genötigt, den Spiegel im Saugrohr künstlich zu senken. Zu diesem Zweck wurde diesem durch ein seitlich angeordnetes Schwimmerventil nach Bedarf Luft zugeführt. Allein auch mit dieser Vervollkommnung, ja zum Teil gerade durch sie, wurden die Erwartungen auf die Anwendung des Saugrohres bei Peltonturbinen nicht erfüllt. Das Saugrohr enthält eben hier nicht mehr eine Wassersäule vom spezifischen Gewicht 1, sondern ein Wasser-Luft-Gemisch von erheblich kleinerem spezifischen Gewicht, wodurch auch die Wirkung der ganzen Saugsäule entsprechend eingeschränkt wird. Man ist aus diesen Gründen von der Anwendung des Saugrohres bei Peltonturbinen wieder abgekommen, um so mehr, als die Verwendung der vertikalen Welle einen fast vollkommenen Ersatz dafür bietet. Andererseits werden immer höhere Gefälle durch Francisturbinen ausgenützt, die Peltonturbinen also mehr und mehr auf die eigentlichen Hochgefälle über 300 m beschränkt, in welchem Fall auch eine gewisse Höhe des Freihängens verhältnismäßig geringe Bedeutung besitzt.

§ 104. Der Wirkungsgrad der Peltonturbine und dessen Abhängigkeit von der Bauart.

Die Quelle der Verluste und der Verlauf dieser letzteren bei der Düse und beim Rad sind schon in den einschlägigen Paragraphen angegeben worden. Aus den Abb. 424, 426 und 428 geht ohne weiteres hervor, daß die Verluste in der Düse ihr Minimum bei sehr kleiner Wassermenge aufweisen und von da an gegen den vollständigen Schluß der Nadel ziemlich schroff, gegen die größeren Öffnungen aber nur langsam ansteigen.

Die Verluste im Rad haben ein Minimum beim günstigsten Verhältnis des Strahldurchmessers zu den Abmessungen der Schaufel; es liegt bei den meisten Schaufelformen bei einem Verhältnis von Strahldurchmesser zur Schaufelbreite von $1:3{,}4 \div 1:3{,}8$. Je nachdem man nun das Maximum des Wirkungsgrades mehr gegen die Vollast der Turbine oder gegen kleinere Belastungen zu wünscht, wird man für die Vollbelastung das Breitenverhältnis mit nur etwa $1:3{,}6$ wählen oder damit bis auf $1:2{,}8 \div 1:2{,}9$ hinaufgehen.

Es ergeben sich so Wirkungsgradkurven, wie sie Abb. 484 zeigt. Wenn auch das Maximum in der Regel etwas tiefer liegt, als bei den Überdruckturbinen großer Leistung und sorgfältigster Ausführung, so hat die Peltonturbine doch den Vorzug, eine viel flachere Wirkungsgradkurve als alle Überdruckturbinen mit Ausnahme der Kaplanturbine aufzuweisen. Dieser Umstand tritt besonders da günstig hervor, wo die Turbine, wie etwa bei Bahnbetrieb, durchschnittlich nur bis zu etwa 30—40% belastet läuft, während die übrigen 70—60% der Leistung als ständig verfügbare Reserve für Spitzenleistung (etwa bei zufällig gleichzeitigem Anfahren mehrerer Züge) verfügbar sein müssen. Während die gewöhnliche Francisturbine unter solchen Umständen ziemlich ungünstig arbeiten würde, läßt sich bei der Peltonturbine das Maximum der Wirkungsgradkurve leicht in die Zone der häufigsten Betriebsbelastung verlegen, wenn man eine im Verhältnis zum Strahl kleine Schaufel wählt und die Vollwassermenge durch starkes Zurückziehen der Nadel steigert. Dieser Vorteil ist ein Grund dafür, daß in Werken mit Bahn- und Industriebetrieb häufig die Gruppen für den ersteren mit Peltonturbinen, diejenigen für den letzteren mit Francisturbinen ausgerüstet werden.

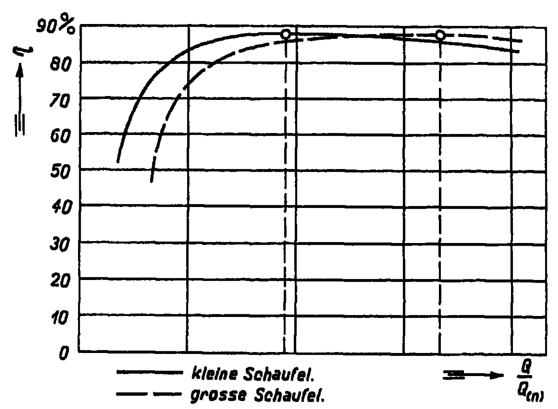


Abb. 484. Form der Wirkungsgradkurve bei verhältnismäßig kleinen und großen Schaufeln.

Während sich die Kurve des Wirkungsgrades der Peltonturbine in Funktion der Wassermenge sehr günstig darstellt, zeigt sich die Turbine ziemlich empfindlich gegen Änderungen der Drehzahl, also auch des Gefälles bei gleichbleibender Drehzahl. Sie ist in dieser Beziehung den Überdruckturbinen, mindestens den Schnelläufern unter ihnen, nicht ganz gleichwertig. Praktisch

ist dies nur dann von Bedeutung, wenn, etwa bei zwei verschiedenen Netzfrequenzen, die Betriebsdrehzahl nicht immer die gleiche ist; die vorkommenden Änderungen des Gefälles im Verhältnis zum Gesamtbetrag des letzteren (gewöhnlich über 200 m) sind in der Regel nur geringfügig.

Natürlich läßt sich das Feld des Wirkungsgrades mit Veränderlichkeit der Drehzahl und der Wassermenge wiederum durch die Kennlinien (Kurven konstanten Wirkungsgrades) im Koordinatensystem Q, n oder deren abgeleiteten Werten darstellen. Als Beispiel seien in den Abbildungen 485 und 486 zwei der

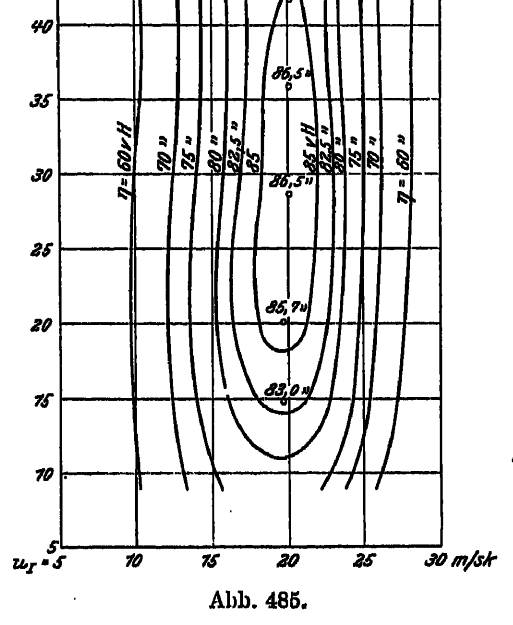


Abb. 485.

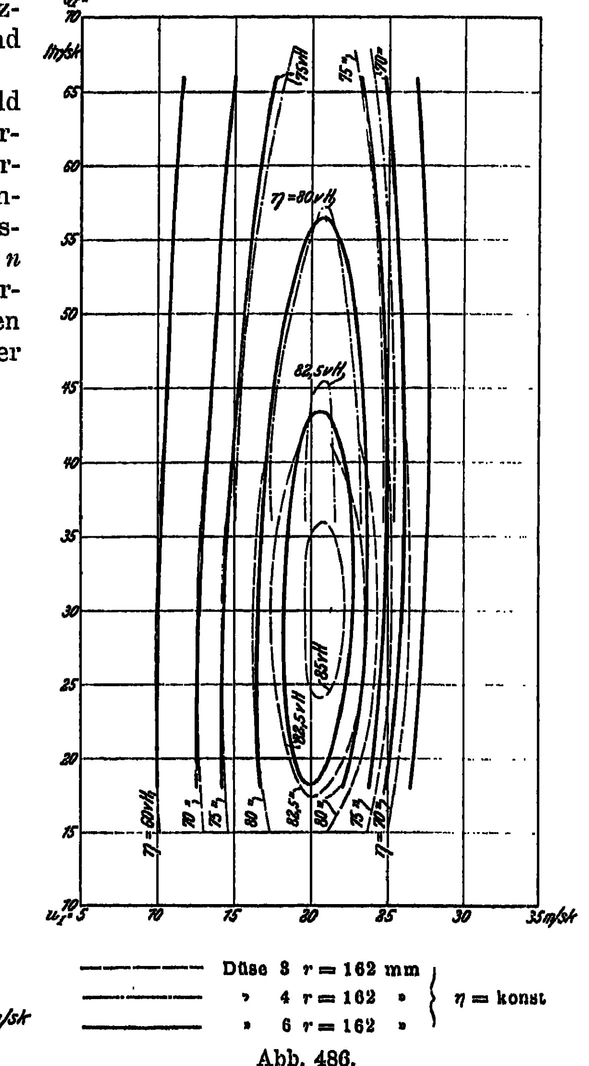


Abb. 486.

typischen Ergebnisse aus den früher erwähnten Versuchsreihen von Reichel und Wagenbach wiedergegeben. Auch aus ihnen sind die oben gezogenen Schlußfolgerungen über den Wirkungsgradverlauf ohne weiteres abzulesen.

Ältere und Sonderbauarten von Freistrahlturbinen.

§ 105. Ältere, heute verlassene Bauformen.

Als unmittelbare Vorläufer der Peltonturbinen können die hauptsächlich durch Schweizer Firmen entwickelten Löffelturbinen gelten. In den Abb. 4 und 5, Taf. 50 ist eine solche von Escher Wyss & Cie. dargestellt. Das Laufrad ist ähnlich dem in Abb. 1—3, Taf. 50 dargestellten gebaut, während der Leitapparat, im Gegensatz zur Peltonturbine, einen rechteckigen Strahl erzeugt, dessen eine Abmessung durch die Zunge Z eingestellt wird. Die Bewegung der Zunge geschieht durch einen Kolben K, dessen untere Fläche unter Gefällsdruck steht, während in dem Raum über ihm der Druck durch den hydraulischen Regulator, unmittelbar durch das Regulierventil V eingestellt wird. Dem letzteren wird das aus der Leitung entnommene Druckwasser durch ein Filter F zugeführt. Ein durch ein weiteres Ventil J gesteuerter Schieber S dient als Druckregulierung, die bei rascher Entlastung durch Bewegung des Punktes E geöffnet wird und nachher unter dem Einfluß der Ölbremse G wieder langsam schließt.

Turbinen dieser Art wurden bis zu drei Düsen an einem Rad und zwei Rädern in einer Turbine ausgeführt.

Ganz verschieden von den Pelton- und Löffelturbinen sind in ihrem Aufbau die auf Taf. 50 in den Abb. 6—9 dargestellten, innenbeaufschlagten Freistrahlturbinen, die sogenannten Schwamkrugturbinen. Die Wasserteilchen treten bei diesen Rädern viel gleichmäßiger aus als bei der Peltonturbine, mit andern Worten, die Diagramme zeigen viel weniger Unterschiede. Die Abführung des Wassers bietet, wenigstens bei nicht mehr als zwei Düsen, weniger Schwierigkeiten, als bei der Peltonturbine. Der Hauptnachteil der Schwamkrugturbine liegt in der ungünstigen Form des Leitstrahles und dementsprechend geringerem Wirkungsgrad, sowie in der Unzugänglichkeit des Leitapparates.

§ 106. Sonderkonstruktionen aus neuerer Zeit.

Wie aus den Betrachtungen über Peltonturbinen für hohe spezifische Drehzahl ohne weiteres hervorgeht, wird diese im Aufbau ziemlich verwickelt, sobald man von der ein- auf die mehrdüsige Turbine überzugehen gezwungen ist. Hiedurch erklären sich die Bestrebungen, eine Freistrahlturbine einfacheren Aufbaues für höhere spezifische Drehzahlen zu konstruieren. Es stehen hiezu hauptsächlich zwei Wege offen:

a) den bei der Peltonturbine runden Strahl wieder rechteckig zu wählen und seine Abmessung hauptsächlich in der Richtung der Turbinenachse so stark zu vergrößern, daß bei gleicher Strahlstärke und gleichem Raddurchmesser eine erheblich größere Wassermenge verarbeitet und dadurch die spezifische Drehzahl erhöht wird;

b) statt das Laufrad nur an einer Stelle zu beaufschlagen, also eine Teilturbine auszuführen, wieder zu einem auf dem ganzen Umfang beaufschlagten Rad zurückzukehren.

Beide Wege sind in origineller Weise beschritten worden.

a) Die Bánki-Turbine.

In den Abb. 487 und 488 (nach Dónát Bánki, »Energieumwandlungen in Flüssigkeiten«, Berlin 1921) ist das Wesentliche der Erfindung Bánkis zu entnehmen. Der Leitstrahl von fast beliebig großer Breite gelangt von außen nach innen tretend durch den Laufradkranz. Da er von dort schon seiner großen Breite wegen nicht in axialer Richtung abgeführt werden kann, läßt ihn Bánki ein zweitesmal durch den Radkranz, nunmehr von innen nach außen, durchtreten. Für jedes Wasserteilchen sind zwei Diagramme a und b zu entwerfen, für die die Bedingungen gelten:

$$c_{m_a} = c_{m_b}$$
$$\beta_{1_a} = 180 - \beta_{2_b}$$
$$\beta_{2_a} = 180 - \beta_{1_b}.$$

Abb. 487. Abb. 488.

Für ein in der Strahlmitte ankommendes Wasserteilchen ist es möglich, diese Bedingungen zu erfüllen, und zugleich guten, z. B. senkrechten Austritt zu erhalten. Die außerhalb der Strahlachse fließenden Teilchen arbeiten ungünstiger. Der größte Zwiespalt zwischen Wirklichkeit und den beim Entwurf dieser Turbine gemachten Voraussetzungen besteht wohl darin, daß der Strahl bei seinem erstmaligen Austritt nach dem Innern des Rades, und damit auch beim nächstfolgenden Eintritt nicht mehr kompakt, sondern so stark mit Luft durchmischt sein wird (Freistrahlturbine!), daß seine Energieabgabe beim zweiten Durchtritt durch das Rad leiden muß. Auch die Strahlbildung im Leitapparat ist natürlich nicht mehr so vollkommen wie bei der Nadeldüse. Dies werden mit die Hauptgründe dafür sein, daß sich die Bánki-Turbine für größere Leistungen nicht hat durchsetzen können.

b) Die Wirbelstrahlturbine[1].

Die oben schon unter b) angegebene Möglichkeit hat Ing. Dr. Reiffenstein in seiner mit dem Namen Wirbelstrahlturbine belegten Bauart ausgenützt. Das Schaufelrad R in Abb. 489 und 490 wird auf seinem ganzen Umfang beaufschlagt und zwar von einer Art Spirale aus, deren Eintrittsquerschnitt durch einen Schieberkeil verändert werden kann. Ist die Spirale für eine bestimmte Wassermenge so gebaut, daß eine Strömung

$$r\,c_u = \text{konst.}$$

[1] Ing. A. Gratzl: Die Wirbelstrahlturbine, Zeitschr. d. Österr. Ing.- u. Arch.-Ver. 1926, S. 429.

möglich ist, so treten die Wasserteilchen korrekt in das Laufrad ein. Der Verlust in der Spirale wird bei Erfüllung der Voraussetzungen nicht übermäßig groß sein, immerhin, schon wegen der großen durchlaufenen Wege, höher wie in der Nadeldüse der Peltonturbine. Wie leicht einzusehen, kann man jedoch der Spirale nur für **eine** Wassermenge korrekte Form geben, für alle anderen sind erhöhte Verluste zu erwarten. Bis jetzt hat sich die Turbine

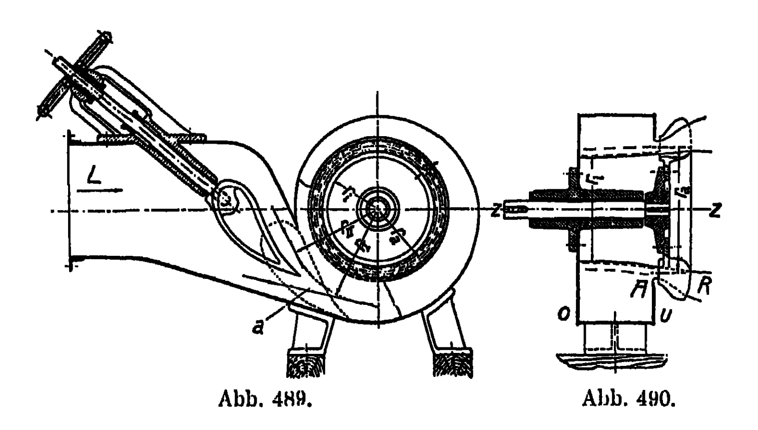


Abb. 489. Abb. 490.

gegenüber der Peltonturbine nicht durchzusetzen vermocht; doch ist nicht ausgeschlossen, daß Verbesserungen der Leitspirale und der Laufradschaufelung noch zu etwas besseren Ergebnissen führen als sie bis heute vorliegen. Auf alle Fälle ist der Erfindungsgedanke originell.

V. Betrieb mit mehreren Turbinen.

Bisher wurden die Turbinen jede für sich als selbständige Betriebseinheit betrachtet. In Wirklichkeit werden in der Regel mehrere Turbinen, sei es gleicher Art und Größe, gleicher Art und verschiedener Größe, oder sogar von verschiedener Bauart miteinander arbeiten und entweder mechanisch oder durch das gemeinsame Wechselstromnetz so miteinander gekuppelt sein, daß die Umdrehungszahl, abgesehen von kleinen Abweichungen während der Regulierperiode, konstant bleibt.

§ 107. Die günstigste Schaltung von Turbinen.

Die Hauptfrage, die hier beantwortet werden muß, ist die: Wie ist die Leistung auf die einzelnen zusammengeschalteten Maschinen zu verteilen, damit die Gesamtausnützung, also der Gesamtwirkungsgrad, am günstigsten wird. Eine dahingehende Untersuchung ist besonders wichtig, die Befolgung der Ergebnisse von besonderer wirtschaftlicher Bedeutung, wenn es sich um Maschinen handelt, deren Wirkungsgradkurve sehr spitz verläuft, d. h. vom Maximum an sowohl nach der Seite der größeren wie nach der der kleineren

Leistungen rasch abfällt. Die Frage wurde gleichzeitig und unabhängig voneinander von Dr. Ing. Kreitner[1] und vom Verfasser[2] behandelt.

Um das Wesen der Sache klarzustellen, seien zwei Propellerturbinen verschiedener Größe angenommen, die bei Bremsversuchen die Wirkungsgradkurven η_a und η_b in Abb. 491 ergeben haben. Es sei eine möglichst günstige Schaltung dieser beiden Turbinen zu suchen.

Bei kleiner Wassermenge läuft die kleine Turbine allein. Später wird die kleine Turbine abgestellt und die große so lange allein in Betrieb gehalten, bis auch sie ganz geöffnet werden kann. Dann wird die kleine Turbine von neuem zugeschaltet und mit der großen zusammen geöffnet, bis beide voll belastet sind.

Es sind nun die beiden Fragen zu untersuchen:

1. Wann ist die kleine Turbine durch die große zu ersetzen, und wann ist die kleine zur großen zuzuschalten?
2. In welcher Art sind die Wassermengen gegeneinander abzustimmen, wenn beide Turbinen zusammen laufen?

Das Zu- und Abschalten der Turbinen.

In Abb. 491 sind die Wirkungsgrade der vorerwähnten beiden Turbinen in Funktion der Wassermenge aufgetragen. Werte, die sich auf die kleine Turbine beziehen, tragen den Index a, solche, die sich auf die große beziehen, den Index b. Die verfügbare Wassermenge ist mit Q, die von den Turbinen verarbeitete mit Q_a bzw. Q_b bezeichnet; η bedeutet den Wirkungsgrad, mit dem die zur Verfügung stehende Wassermenge ausgenützt wird, η_a den Wirkungsgrad der kleinen, η_b den der großen Turbine.

Angenommen, die verfügbare Wassermenge wachse von ihrem Kleinstwert an, so wird sie zuerst durch die kleine Turbine entsprechend der Wirkungsgradkurve η_a ausgenützt werden. Steigt sie über den Höchstwert der Turbine a hinaus, so könnte man versucht sein, die kleine Turbine a, wie dies in der Praxis oft geschieht, sofort aus- und dafür die große Turbine b einzuschalten; allein ein Blick auf die beiden Wirkungsgradkurven zeigt, daß unter diesen Umständen der Wirkungsgrad unvermittelt von 83 auf 60% abfallen würde und daß es zweifellos besser ist, die kleine Turbine noch eine zeitlang in Betrieb zu halten, trotzdem ein kleiner Teil des Wassers unausgenützt abfließen wird. Es ist nun die Wassermenge zu bestimmen, bei der die Umschaltung von der kleinen auf die große Turbine ohne Verlust vor sich gehen kann; es ist dies diejenige, bei der die große Turbine die gleiche Leistung aufbringt, wie die kleine. Man könnte zu diesem Zweck die Leistungskurven der Turbinen aufzeichnen und die der großen mit der Horizontalen durch den Endpunkt der Kurve der kleinen schneiden; doch ist der gesuchte Wert der Wassermenge auch leicht an Hand der Wirkungsgradkurven zu bestimmen. Ist die kleine Turbine allein in Betrieb, die verfügbare Wassermenge Q je-

[1] Kreitner: Über das günstigste Beaufschlagungsverhältnis parallel arbeitender Wasserturbinen. Wasserkraft 1925, Heft 22, S. 364.

[2] R. Thomann: A propos de méthodes d'accouplement des turbines hydrauliques. Extrait du „Bulletin technique de la Suisse Romande“, November 1925. — R. Thomann: Über die Zusammenschaltung von Wasserturbinen, Schweiz. Bauztg. 1926, Bd. LXXXVII, S. 55.

doch größer als die durch die Turbine fließende Q_a, so ist die **Nutzleistung der Anlage** in PS

$$N_a = \frac{\gamma Q_a H}{75} \eta_a,$$

die verfügbare dagegen

$$N_Q = \frac{\gamma Q H}{75},$$

der Wirkungsgrad, bezogen auf die verfügbare Wassermenge der Anlage also

$$\eta = \frac{Q_a \eta_a}{Q},$$

$$Q \eta = Q_a \eta_a.$$

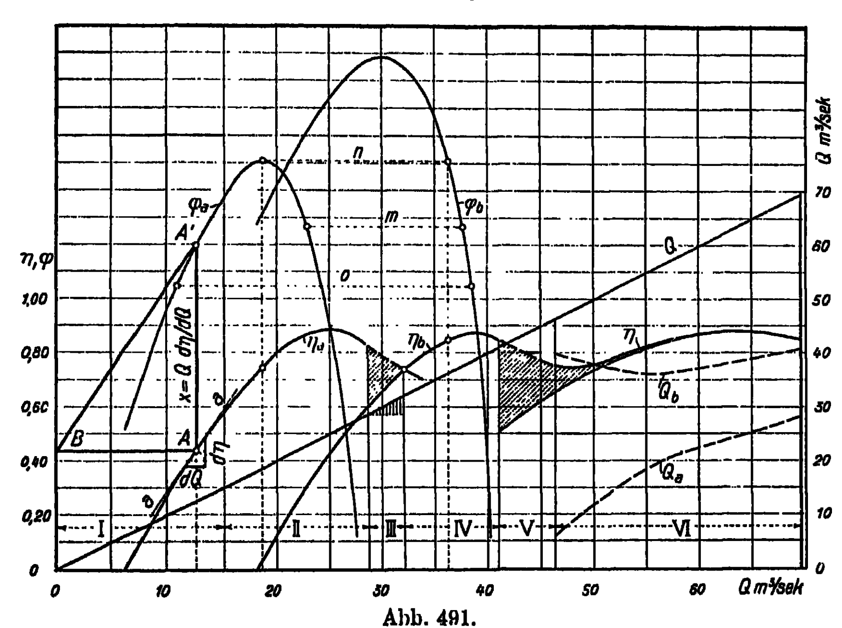


Abb. 491.
Kurven der Wassermenge Q, des Wirkungsgrades η und des Ausdrucks $\varphi = \eta + Q\,d\eta/dQ$ für zwei Propellerturbinen: a) mit $n_s = 600$ und für $Q_{max} = 28{,}5$ m³/s,
b) mit $n_s = 720$ und für $Q_{max} = 41{,}0$ m³/s.
Zonen I und II: Turbine a allein, nützt die ganze verfügbare Wassermenge aus.
Zone III: Turbine a allein, Überschußwasser.
Zone IV: Turbine b allein, nützt die ganze verfügbare Wassermenge aus.
Zone V: Turbine b allein, Überschußwasser.
Zone VI: Turbinen a und b arbeiten stets so zusammen, daß $\varphi_a = \varphi_b$.

η in Funktion von Q aufgetragen, ergibt demnach eine gleichseitige Hyperbel durch den Endpunkt von η_a; Punkte der Hyperbel sind in bekannter Weise leicht zu bestimmen (s. Abb. 492, Konstruktion von P' aus P) und auch die Tangente kann ohne weiteres angetragen werden, wenn man berücksichtigt, daß sie symmetrisch zum Vektor aus dem Koordinatenursprung nach dem Berührungspunkt gelegen sein muß, wie dies in Abb. 493 angedeutet ist.

Natürlich sollte die Verbindungshyperbel der beiden Wirkungsgradkurven η_a und η_b tunlichst hoch liegen; die günstigste unter all den möglichen ist daher diejenige, die die Wirkungsgradkurve η_a berührt. Die zugehörige ge-

meinsame Tangente und damit der Berührungspunkt selbst ist an Hand der vorerwähnten Tangentenkonstruktion leicht aufzufinden. Die dem Berührungspunkt von Wirkungsgradkurve und Hyperbel entsprechende Wassermenge und die zugehörige Öffnung der Turbine ergeben zugleich die Werte der höchsten Leistung der Turbine bei gegebenem Gefälle und gleichbleibender Drehzahl. Es ist also zwecklos, die Turbine über diesen Punkt hinaus zu öffnen. Ist die Wirkungsgradkurve flach, wie bei Pelton- oder normalen Francisturbinen (s. Abb. 492, Kurve η_a, Punkt P), so liegt der Punkt maximaler Leistung bei so niedrigem Wirkungsgrad, daß er gewöhnlich außerhalb des Regulierbereiches fällt; die Turbine kann dann gar nicht so weit geöffnet werden, daß das Leistungsmaximum erreicht wird. Sinkt dagegen der Wirkungsgrad, wie bei den Propellerturbinen mit festen Laufschaufeln, vom Maximum an nach beiden Seiten rasch auf kleinere Werte, so tritt der Fall häufig ein, daß die Turbine beim Öffnen von einer gewissen Stellung des Regulierorgans an trotz steigender Wassermenge die Leistung wieder verringert; so geartete η-Kurven werden von der Hyperbel schon nahe am Maximum berührt; das an sich schon beschränkte Wirkungsgebiet dieser schnellaufenden Turbinen wird durch diesen Umstand noch weiter eingeengt (s. Abb. 492, Kurve η_b, Punkt R).

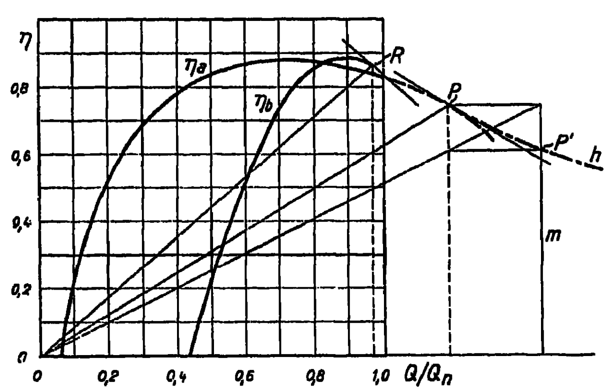


Abb. 492. Wirkungsgradkurven einer Francisturbine a mit $n_s = 200$ und einer Propellerturbine b mit $n_s = 700$, beide von gleicher Leistung. Bei a liegt der Punkt P größter Leistung außerhalb der Zone der Ausnützung, bei b Punkt R innerhalb davon. — b dürfte daher nicht über die R entsprechende Wassermenge geöffnet werden.

Bei dieser Gelegenheit sei auch eine juristische Frage kurz gestreift, die sich im Zusammenhang mit der vorbesprochenen Erscheinung hin und wieder stellt. Die Garantiewerte für den Wirkungsgrad werden aus Gründen, die hier nicht näher zu erörtern sind, gewöhnlich etwas niedriger gehalten als die tatsächlich zu erwartenden, und besonders zwischen dem zu erreichenden Maximum und der garantierten Wirkungsgradkurve wird gern ein gewisser Spielraum gelassen, so daß dann die letzgenannte Kurve etwas flacher verläuft als die bei den Abnahmeversuchen erhaltene. Dadurch ist die Möglichkeit gegeben, daß die Öffnung größter Leistung, zwar nicht bei der Garantiekurve, wohl aber bei der tatsächlichen Wirkungsgradkurve innerhalb des Betriebsbereiches zu liegen kommt. Der Besitzer der Turbine ist in der Regel nicht sehr erbaut, wenn er die Feststellung machen muß, daß die Leistung seiner Maschine von einer gewissen Stellung der Regulierung an wieder nachläßt; er ist nur zu leicht geneigt, in diesem Verhalten ohne weiteres einen Fehler der Turbine zu erblicken, während die Erscheinung oft nur darauf zurückzuführen ist, daß die Höchstleistung schon

bei etwas kleinerer Wassermenge, jedoch mit entsprechend höherem Wirkungsgrad erreicht wird, als durch die Garantien vorgesehen. Im η-Q-Diagramm drückt sich dies dadurch aus, daß die Versuchs-Wirkungsgradkurve und die sie berührende Anschlußhyperbel bis zur größten garantierten Wassermenge oberhalb der garantierten Wirkungsgradkurve bzw. deren in den Garantien festgelegten Punkten verläuft. Trifft dies zu, so liegt kein Grund zur Beanstandung vor; die Turbinenlieferantin muß sich nur verpflichten, durch entsprechende Anschläge am Regulator oder im Reguliergetriebe dafür zu sorgen, daß die Turbine nicht mehr über die Stellung größter Leistung hinaus geöffnet werden kann. Dies ist nicht nur notwendig, weil ein weiteres Öffnen schädlich wirken würde, sondern auch, weil im Punkt größter Leistung die Regulierung gewöhnlich labil wird. Erst dann, wenn die Kurve des tatsächlichen Wirkungsgrades unter die des garantierten sinkt, **bevor** die Höchstwassermenge erreicht ist, bedeutet dies, daß die Turbine die Garantien nicht erfüllt.

Nach dieser Abschweifung auf das Gebiet des Rechtes kehren wir zur Untersuchung der technischen Seite des Problems zurück. Wie schon festgestellt, ergibt der Schnittpunkt der Anschlußhyperbel der Wirkungsgradkurve der kleinen Turbine a mit der der großen b die Wassermenge, bei der die Gruppe b in Betrieb genommen werden muß; kleinere Wassermengen werden besser mit a ausgenützt, selbst wenn, wie in Zone III, Abb. 491, die verfügbare Menge Q die Vollwassermenge der Turbine übersteigt. Der bei solcher Betriebsweise erzielbare Gewinn an Wirkungsgrad ist in Abb. 491 durch das linke der schrägschraffierten Dreiecke gegeben, während das senkrecht schraffierte Dreieck die in der Betriebszone III unausgenützt abfließende Wassermenge andeutet.

In der Zone IV wird Turbine b nach Maßgabe der zur Verfügung stehenden Wassermenge geöffnet, bis die volle Öffnung oder die Stellung größter Leistung erreicht ist.

Von da ab (Zone V) bleibt Turbine b zunächst noch so lange voll geöffnet in Betrieb, bis die Summe der Leistungen der beiden Turbinen a und b die Leistung der voll geöffneten Turbine b bei dem gleichen Wert der verfügbaren Wassermenge erreicht. Im Wirkungsgrad-Diagramm ist dies der Fall, wenn die Wirkungsgradkurve η_b, bzw. ihre Anschlußhyperbel, die Wirkungsgradkurve von $a + b$ schneidet. Die letztgenannte Kurve hängt allerdings noch von der Art der Zusammenschaltung der beiden Turbinen ab; sie sollte möglichst hoch liegen und es ist daher zu untersuchen, unter welchen Bedingungen dies zutrifft.

Die Abstimmung der Wassermengen zusammengeschalteter Turbinen.

Soll eine bestimmte Wassermenge Q_0 durch zwei Turbinen a und b ausgenützt werden, so fragt es sich, wie die Gesamtwassermenge auf die beiden Turbinen verteilt werden soll, damit die Ausnützung eine möglichst gute, der Wirkungsgrad η_0 der Anlage ein möglichst hoher sei. Die letztgenannte Größe ergibt sich ohne weiteres aus der Leistungsgleichung

$$\gamma Q_0 H \eta_0 = \gamma Q_a H \eta_a + \gamma Q_b H \eta_b$$

zu

$$\eta_c = \frac{Q_a \eta_a + Q_b \eta_b}{Q_c}.$$

Soll nun für einen bestimmten, zunächst festgehaltenen Wert von Q_c der zusammengesetzte Wirkungsgrad η_c ein Maximum sein, so muß der Differentialquotient nach einer der Veränderlichen Q_a oder Q_b zu Null werden, z. B.

$$\frac{d\eta_c}{dQ_a} = \frac{\eta_a + Q_a \frac{d\eta_a}{dQ_a} + \eta_b \frac{dQ_b}{dQ_a} + Q_b \frac{d\eta_b}{dQ_a}}{Q_c} = 0$$

und da

$$Q_c = Q_a + Q_b; \quad dQ_b = -dQ_a$$

ist, so muß auch

$$\eta_a + Q_a \frac{d\eta_a}{dQ_a} = \eta_b + Q_b \frac{d\eta_b}{dQ_b}$$

sein. Die Wassermengen der beiden Turbinen sind demnach so gegeneinander abzustimmen, daß der Ausdruck $\eta + Q \frac{d\eta}{dQ}$ für beide Turbinen gleichzeitig den selben Wert hat; natürlich ist dieser für jedes Q_c wieder ein anderer. Derart zusammenpassende Werte der beiden Wassermengen Q_a und Q_b lassen sich sofort angeben, sobald

$$\varphi_a = \eta_a + Q_a \frac{d\eta_a}{dQ_a}$$

und

$$\varphi_b = \eta_b + Q_b \frac{d\eta_b}{dQ_b}$$

in Funktion der Wassermenge aufgetragen sind, was wie folgt geschehen kann:

Von einem Punkt A der Wirkungsgradkurve (s. Abb. 491) wird die Horizontale bis zum Schnittpunkt B mit der Nullordinate und von da aus die Parallele zur Tangente an die Wirkungsgradkurve im Punkt A gezogen; diese Paralle BA' schneidet aus der Ordinate durch A schon den gesuchten Punkt A' der φ-Kurve heraus. Von der Richtigkeit der Konstruktion überzeugt man sich leicht, wenn man das Elementardreieck aus den Katheten $d\eta$ und dQ mit dem ähnlichen rechtwinkligen Dreieck ABA' vergleicht. Es ist

$$\frac{d\eta}{dQ} = \frac{x}{Q}; \quad x = Q \frac{d\eta}{dQ}$$

und da x über der Ordinate η aufgetragen erscheint, so ist der Endpunkt von x tatsächlich der gesuchte Punkt. Durch Wiederholung dieser Konstruktion erhält man sehr rasch eine genügende Anzahl Punkte der φ-Kurve. Diese geht, wie ohne weiteres einzusehen, überdies durch den Scheitelpunkt der zugehörigen η-Kurve.

Man findet nun zusammenpassende Wassermengen Q_a und Q_b stets als Abszissen von Punkten gleicher Höhe auf den φ-Kurven; z. B. schneiden die Horizontalen m, n und o in Abb. 491 je zusammengehörige Punkte heraus. Die einer Horizontalen entsprechende Gesamtwassermenge ist

$$Q_c = Q_a + Q_b,$$

der Wirkungsgrad beider Turbinen

$$\eta_c = \frac{\eta_a Q_a + \eta_b Q_b}{Q_c}.$$

Unter Benützung dieser Beziehungen sind in Abb. 491 die Kurven in der letzten, der Zone VI, gezeichnet. Bei der größten Wassermenge sind natürlich beide Turbinen ganz geöffnet. Nimmt Q_e ab, so schließen beide so, daß die Verbindungsgerade je zweier zusammengehöriger φ-Punkte stets horizontal bleibt. Diese Horizontale steigt dabei in die Höhe und gelangt nacheinander in die Lagen m und n; in dieser letzten enthält sie den Scheitelpunkt von φ_a und kann sich nicht mehr weiter aufwärts bewegen. Der Schnitt von n und φ_b bedeutet daher auf der φ_b-Kurve einen Umkehrpunkt. Die Turbine b wird bis zu ihm hin geschlossen, nachher wieder geöffnet, trotzdem die Gesamtwassermenge Q_e beider Turbinen weiter abnehmen muß (s. Lage o); die Turbine a ist daher desto rascher zu schließen. Ist der Schnittpunkt der so erhaltenen η-Kurve mit der die η_b-Kurve tangierenden Hyperbel erreicht, wird die Turbine a ausgeschaltet und ganz geschlossen, während die Turbine b noch voll geöffnet bleibt, bis die verfügbare Wassermenge auf die Vollwassermenge dieser Turbine gesunken ist (Betriebszone V), von wo ab die Wassermenge der Turbine entsprechend der verfügbaren eingestellt wird. In Abb. 491 sind die durch die besprochene Schaltung erreichten Gewinnflächen schräg schraffiert. Als Gewinn ist dabei der Unterschied an Wirkungsgrad gegenüber der häufig angewandten Betriebsführung verstanden, nach der die Turbine b ein- und a ausgeschaltet wird, sobald a ganz geöffnet werden kann, und später a wieder zugeschaltet wird, sobald b voll geöffnet ist.

Allerdings ist die besprochene, günstigste Art der Regulierung in Zone VI etwas verwickelt, und wenn es auch nicht unmöglich wäre, einen automatischen Regulator zu bauen, der ziemlich genau nach der gefundenen Betriebsvorschrift arbeitete, so wird es sich doch in der Regel empfehlen, einen einfacheren Betriebsplan durchzuführen. So könnte man in unserem Beispiel die Verbindungsgerade zusammengehöriger φ-Punkte horizontal wählen, solange die Wassermenge der Turbine b größer ist als 38 m³/s (entsprechend $\eta_{b\,max}$). Von da ab würde die Öffnung von b gleich gelassen, bis die Leistung von a null geworden ist, worauf b wieder ganz geöffnet und weiterhin gleich reguliert würde, wie oben besprochen.

Bei wachsender Wassermenge werden natürlich die Kurven umgekehrt durchlaufen, wie bei abnehmender.

Einige Sonderfälle.

In den vorstehenden Untersuchungen wurde der allgemeine Fall der Kuppelung von zwei verschieden großen Turbinen mit verschiedenen Wirkungsgradkurven behandelt; es sei nun noch kurz darauf hingewiesen, wie sich die Verhältnisse gestalten, wenn zwei Turbinen mit gleichen Wirkungsgradkurven (gleiches n_s), jedoch verschiedener Größe zusammenarbeiten, und wie, wenn die beiden Turbinen gleichen Typs auch noch von gleicher Größe sind.

Haben die Turbinen bei verhältnisgleichen Teilwassermengen, d. h. bei $^1/_1$, $^3/_4$ und $^1/_2$ ihrer Vollwassermenge gleichen Wirkungsgrad, so haben die Wirkungsgradkurven gleiche Ordinaten; nur die Abszissen sind verschieden, so daß die eine Kurve gegenüber der andern mehr in die Breite gezogen erscheint. Wie man sich leicht überzeugt, trifft unter den angenommenen

Bedingungen das gleiche für die φ-Kurven zu, da in dem Ausdruck $Q\,\frac{d\,\eta}{d\,Q}$ sowohl Q als $d\,Q$ sich proportional der Vollwassermengen der Turbinen ändern, und der Faktor $\frac{Q}{d\,Q}$ für ein gleich großes und auf beiden Kurven gleichartig gelegenes $d\,\eta$ daher gleich ist. Schließt man zwei Turbinen der angenommenen Art von der vollen Öffnung an derart, daß die Bedingung besten Wirkungsgrades erfüllt ist, so schneiden die Horizontalen aus den φ-Kurven zunächst Punkte heraus, denen verhältnisgleiche Wassermengen und demnach auch verhältnisgleiche Belastungen entsprechen. Der Scheitelpunkt der φ-Kurve der größeren Turbine ist dann wieder Umkehrpunkt; von da an ist in gleicher Weise wie im allgemeinen Fall die größere Turbine wieder zu öffnen, während die kleinere nach und nach geschlossen wird.

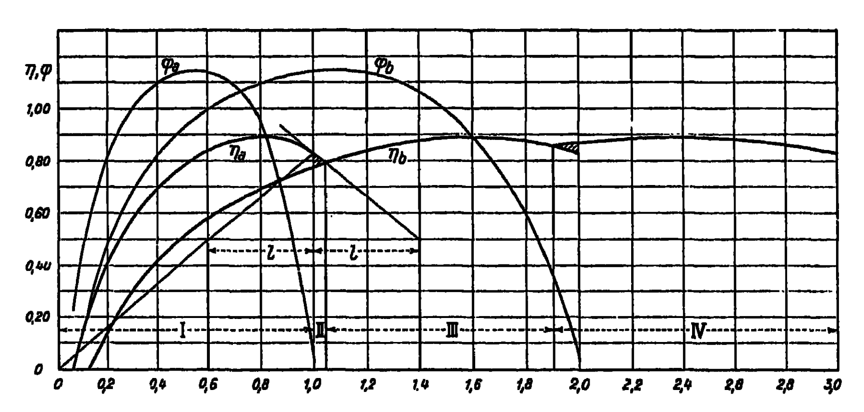


Abb. 493. Kurve für den Wirkungsgrad η und den Ausdruck $\varphi = \eta + Q d\eta/dQ$ für zwei Francisturbinen mit $n_s = 200$, davon b für die doppelte Wassermenge wie a. Zonen I und II: Turbine a allein, in Zone II mit sehr kleinem Überschuß arbeitend. Zone III: Turbine b allein.
Zone IV, beginnend bevor b ganz offen ist: a und b zusammen, je proportional belastet.

Abb. 493 zeigt die Kurven für zwei der gleichen Serie von $n_s = 200$ angehörige Francisturbinen, von denen die eine doppelt so viel leistet wie die andere.

Daß dieselbe Bedingung auch für zwei gleiche Turbinen von gleicher Leistung gilt, ist nach den vorstehenden Schlußfolgerungen selbstverständlich, kann aber auch direkt daraus abgelesen werden, daß sich die φ-Kurven für gleiche Turbinen decken. Bis zum Scheitelpunkt der gemeinsamen φ-Kurve sind also beide Turbinen gleich zu öffnen oder zu belasten und von da an ist die Belastungsverteilung durch jene Punktpaare gegeben, die durch Horizontale aus dem aufsteigenden und dem absteigenden Ast der φ-Kurve herausgeschnitten werden.

Anlagen mit mehr als zwei Einheiten.

Im Vorstehenden wurde gezeigt, daß zwei Turbinen, die möglichst günstig zusammenarbeiten sollen, so zu schalten sind, daß der Ausdruck φ

für beide gleichzeitig den selben Wert besitzt. Die Bedingung gilt jedoch nicht nur für zwei, sondern für beliebig viele Einheiten. Soll z. B. zu zwei im Betrieb befindlichen Turbinen a und b eine dritte d zugeschaltet werden, so können die zwei ersten, unter sich möglichst günstig belastet, als eine einzige Einheit c aufgefaßt werden, die mit d so zusammen zu arbeiten hat, das φ_d gleich φ_c ist. Das gleiche gilt, wenn a und d oder b und d als Einheit c betrachtet und die dritte Maschine unter Einhaltung der Bedingung gleichen Wertes für φ zugeschaltet wird. Hieraus folgt ohne weiteres, daß bei günstigster Schaltung alle φ immer gleichzeitig den gleichen Wert haben müssen.

Zum gleichen Ergebnis gelangt man, wenn die vorstehende Überlegung analytisch durchgeführt wird; es ergibt sich dann nach einigen Umformungen:

$$\varphi_c = \eta_c + Q_c \frac{d\,\eta_c}{d\,Q_c} = \varphi_a \frac{d\,Q_a}{d\,Q_c} + \varphi_b \frac{d\,Q_b}{d\,Q_c}$$

$$d\,Q_c = d\,Q_a + d\,Q_b.$$

Q_c ist hier natürlich als Veränderliche anzusehen. Für günstigste Schaltung von a und b innerhalb jedes Wertes von Q_c muß φ^a gleich φ_b sein, woraus folgt:

$$\varphi_c = \varphi_a = \varphi_b = \varphi_d.$$

Verallgemeinerung.

Das gezeigte Verfahren kann auch zur Anwendung kommen, wenn es sich um andere Maschinen als Turbinen handelt; man hat in den Gleichungen lediglich die Wassermengen durch die zugeführten Leistungen zu ersetzen. Sind nämlich N_a, N_b und N_c diese Leistungswerte für die Maschinen a und b, bzw. für beide zusammengeschaltet, so gilt für die von den Maschinen abgegebene Leistung:

$$\eta_c N_c = \eta_a N_a + \eta_b N_b.$$

Soll nun für einen bestimmten Wert der Leistung N_c der Wirkungsgrad η_c beider Maschinen zusammen ein Maximum werden, so muß, wie aus der Form der Gleichung ohne weiteres ersichtlich, wieder sein:

$$\eta_a + N_a \frac{d\,\eta_a}{d\,N_a} = \eta_b + N_b \frac{d\,\eta_b}{d\,N_b}.$$

Die Maschinen a und b können verschiedener Bauart sein oder auch schon eine Verbindung zweier Maschinen darstellen (z. B. Turbine-Generator); nur sind selbstverständlich die zugeführten Leistungen in gleichen Einheiten auszudrücken; auch hat die Rechnung vom wirtschaftlichen Standpunkt aus nur einen Sinn, wenn die Einheitskosten dieser Leistungen bei allen zum Vergleich herangezogenen Maschinen die gleichen sind.

Das gleiche Verfahren ist anzuwenden, wenn das Gefälle der zusammengeschalteten Turbine wechselt, sei es für alle Gruppen immer gleich, sei es verschieden, z. B. wenn Turbinen für niederes, stark wechselndes Gefälle mit anderen von höherem und daher ziemlich konstantem Gefälle zusammengehängt sind. Allerdings wird in dem zuletzt angenommenen Fall die Niederdruckanlage gewöhnlich als Grundwerk laufen, also einfach soweit als möglich belastet sein, während die Einheiten, die das höhere Gefälle ausnutzen, gewöhnlich die Spitzenleistung liefern werden.

Die genaue Einhaltung der Schaltungsvorschriften nach den vorstehenden Untersuchungen ist in der Praxis nicht immer leicht zu verwirklichen. Es sei nur an eine Anlage mit Propeller- und Kaplanturbinen gedacht, die ganz verschiedene η- und φ-Kurven ergeben. Immerhin lassen sich die Vorschriften auch bei automatischer Regulierung ausreichend genau erfüllen, wenn man die Regulatoren entsprechend einstellt (s. Wasserturbinen III. Teil). Es sei hier schon vorweggenommen, daß z. B. der Regulator einer mitlaufenden Kaplanturbine auf kleineren Ungleichförmigkeitsgrad und etwas höhere Geschwindigkeit einzustellen ist, als derjenige der zu kuppelnden Propellerturbinen. In gleicher Weise ist bei der Kuppelung zwischen Pelton- und Francisturbinen zu verfahren.

In der Praxis ergeben sich ferner oft Fälle, in denen die Zusammenschaltung der verschiedenen Einheiten oder Werke nach ganz anderen Gesichtspunkten geschehen muß. So sind, wenn Turbinen eines Laufwerkes ohne Speicherungsmöglichkeit mit solchen eines Speicherwerkes zusammengeschaltet werden, die ersteren stets soweit als möglich, d. h. soweit die verfügbare Wassermenge es zuläßt, zu belasten. Es kann dann der Fall eintreten, daß die Turbinen des Speicherwerkes zu gewissen Zeiten vollständig unbelastet laufen. Arbeiten beide Gruppen auf das gleiche (z. B. Drehstrom-) Netz, so kann man bei der Speichergruppe auch noch die Leerlaufwassermenge sparen, wenn man den Regulator so einstellt, daß er bei der Frequenz der vollbelasteten Laufgruppen die Speicherturbine vollständig geschlossen hält. Die letztere wird dann durch den als Synchronmotor laufenden Generator mitgeschleppt.

Als Beispiel sei auf die Anlagen Amsteg-Ritom der Schweizerischen Bundesbahnen hingewiesen. Im Sommer vermag Amsteg allein das ganze Netz einschließlich der Südrampe der Gotthardlinie mit Energie zu versehen. Das Jahres-Speicherwerk Ritom steht dann nur in Bereitschaft. Die Turbinenregulatoren sind so eingestellt, wie oben angegeben: die Einlaßschieber der in Bereitschaft gehaltenen Gruppen sind geöffnet, die Nadeldüsen der Turbinen jedoch zufolge der oben angegebenen Einstellung des Regulators geschlossen. Sowie die Frequenz des Netzes, sei es infolge Überlastung von Amsteg, sei es infolge eines Leitungsbruches, zurückgeht, macht der Regulator von Ritom auf und die nötige Belastung wird von dort übernommen. Als ein Zeichen, wie gut diese Kuppelung auch in außergewöhnlichen Fällen arbeitet, sei angeführt, daß nach einer Mitteilung der Betriebsleitung bei einer plötzlichen Unterbrechung der Hauptkabelleitung und damit plötzlicher Abschaltung der ganzen Südrampe das Werk Ritom schon so rasch einsprang, daß man kaum auf der Lokomotive, geschweige denn im Zuge etwas von der völligen Umschaltung der Netzspeisung bemerkte.

Sachverzeichnis.